

**UNIVERSITÉ DU QUÉBEC**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ À  
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES**

**COMME EXIGENCE PARTIELLE  
DE LA MAÎTRISE EN GÉNIE ÉLECTRIQUE**

**PAR  
YOUSSEF HAMRI**

**MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE THERMIQUE D'UN  
IGBT EN COMMUTATION DANS UN SYSTÈME  
ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE**

**MARS 2000**

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

*À mon père , à ma mère et à ma belle mère  
À mes sœurs( Amina et Hind )  
À mes frères( Mohamed, Noureddine et Nabil )  
À toute ma grande famille  
À tous mes amis et amies au Maroc et au Canada  
À titre de reconnaissance, d'amour et d'affection.*

## Résumé

La conception d'un interrupteur de puissance fiable, et performant nécessite le recours à une étude thermique aux particularités géométriques et structurelles des composants électroniques de puissance.

En effet, l'analyse de transfert de chaleur dans les composants de l'électronique repose sur les lois fondamentales de la théorie générale des transferts de chaleur. Ces particularités résident essentiellement dans la géométrie, la structure des dispositifs et dans les sources de chaleurs.

Ainsi, lors de la conception des systèmes électroniques, le modèle thermique est considéré essentiel pendant la simulation de la température de la jonction des composants électroniques en commutation. En fait, les modèles mixtes répertoriés jusqu'à maintenant ont certaines limitations d'application et leur précision diminue avec l'augmentation de la fréquence de commutation, ce qui est inacceptable pour beaucoup de fabricants d'équipements électroniques.

De ce fait, notre étude consiste à étudier les phénomènes thermiques en régime dynamique de l'IGBT ( Insulated Gate Bipolar Transistor) dans l'environnement NISA et de développer par la suite un modèle compact. Ce dernier sera basé sur l'impédance thermique transitoire qui reflète mieux le comportement thermique des composants électronique en commutation dans un système électronique de puissance avec modulation de la largeur d'impulsion (MLI).

## Remerciement

Ce travail a été effectué au sein du laboratoire de génie informatique à l'UQAH et au laboratoire d'électrothermie industrielle à l'UQTR, dirigé par le professeur **Adam SKOREK**.

Je désire, avant tout, exprimer ma profonde reconnaissance envers mon professeur **Ahmed LAKHSASI** qui m'a proposé l'élaboration de ce projet et m'a fait l'honneur d'en être l'encadrant.

Je tiens à lui témoigner toute ma gratitude pour l'aide efficace et précieuse qu'il m'a apportée et par la même occasion je rends hommage à sa rigueur scientifique et technique, à son dévouement et à la patience dont il a fait preuve à mon égard.

Je tiens aussi à remercier mon codirecteur le professeur **Adam SKOREK** et le professeur **Ahmed CHÉRITI** de leurs suggestions et leurs critiques qui m'ont beaucoup aidé d'affronter tant de difficultés.

Ma profonde gratitude va à ma grande famille au Maroc et particulièrement à mon père **Abdelkader HAMRI** et à mon frère **Noureddine** qui ont su me soutenir sans faille et respecter mes choix.

Je remercie tous mes amis(e) de Trois-Rivières (Zine, Mourad, Jamal, Hatim, Manon) et ceux dont ma mémoire n'a pas pu restituer le nom.

# Table des matières

RÉSUMÉ.....	III
REMERCIEMENT.....	IV
LISTE DES FIGURES.....	VIII
LISTE DES TABLEAUX.....	XII
LISTE DES SYMBOLES.....	XIII
INTRODUCTION À L'ÉLECTROTHERMIE.....	1
INTRODUCTION .....	3
<b>Chapitre 1- IGBT : Description fondamentales.....</b>	<b>5</b>
1.1 IGBT : Description et circuits équivalents.....	5
1.1.1 Introduction.....	5
1.1.2 Notion de base sur les semi-conducteurs.....	5
1.1.3 Structure physique de l'IGBT.....	7
1.1.4 Circuits équivalents électriques.....	8
1.1.5 Remarque.....	14
1.2 Architecture des modules hybrides de puissance.....	15
1.2.1 Introduction.....	15
1.2.2 La puce semi-conductrice.....	16
1.2.3 Constituants du module.....	17
1.2.3.1 Le diffuseur.....	17
1.2.3.2 L'isolant.....	18
1.2.3.3 Le diffuseur inférieur et le socle.....	20
1.2.3.4 Les interfaces.....	20
1.2.3.5 L'encapsulation.....	22
1.2.4 Effet diffuseur.....	22
1.2.5 Conclusion.....	24
<b>Chapitre 2- Étude des propriétés électriques de l'IGBT.....</b>	<b>25</b>
2.1 Étude des propriétés du transistor IGBT.....	25
2.1.1 Introduction.....	25
2.1.2 Analyse de la capacité d'entrée de l'IGBT.....	26
2.1.2.1 Capacité d'une structure MOS: Rappels.....	26
2.1.2.2 Composantes de la capacité d'entrée de l'IGBT ( $C_E$ ).....	30

2.1.3 Remarque.....	32
2.2 Étude des méthodes de calcul des pertes au blocage de l'IGBT.....	33
2.2.1 Introduction: Position du problème.....	33
2.2.2 Pertes de puissance.....	33
2.2.3 Pertes à la fermeture.....	38
2.2.4 Pertes à l'ouverture.....	42
2.2.5 Calcul à partir d'une première décomposition du courant.....	42
2.2.6 Calcul numérique.....	59
2.2.7 Conclusion.....	61
<b>Chapitre 3- Les caractéristiques thermiques de l'IGBT.....</b>	<b>62</b>
3.1. Mode de transmission de chaleur.....	62
3.1.1. Introduction.....	62
3.1.2. Rappel : Conduction, convection et rayonnement.....	63
3.1.3. Remarque.....	66
3.2. Principe de la simulation électrothermique.....	67
3.2.1. Analogie thermoélectrique.....	67
3.2.1.1. Résistance thermique.....	67
3.2.1.2. Capacité thermique.....	69
3.2.1.3. Impédance thermique.....	71
3.3 Couplage électrothermique.....	74
3.3.1 Caractéristique thermique.....	74
3.3.2 Couplage électrothermique en conduction continu.....	74
3.3.3 Conclusion.....	76
<b>Chapitre 4- Les méthodes de modélisation électrothermique.....</b>	<b>77</b>
4.1 Formulation des équations électrothermiques.....	77
4.2 Méthodes de résolution.....	87
4.2.1 Méthodes analogiques.....	78
4.2.2 Méthodes analytiques.....	79
4.2.3 Méthodes numériques.....	80
4.2.3.1 Méthodes nodales.....	81
4.2.3.2 Méthodes des différences finis.....	83
4.2.3.3 Méthodes mixtes.....	86
4.3 Méthodes des éléments finis.....	89
4.3.1 Concept d'éléments finis.....	89
4.3.2 Formulation variationnelle.....	90

4.4 Méthode de modulation de la largeur d'impulsion(MLI).....	95
4.4.1 Introduction.....	95
4.4.2 Principe de la MLI.....	95
4.4.3 Conclusion.....	100
<b>Chapitre 5- Modélisation électrothermique de l'IGBT.....</b>	<b>101</b>
5.1. Introduction: Position du problème.....	101
5.2. Suggestion de la méthodologie.....	104
5.2.1. Description du programme.....	104
5.2.1.1 Principe de la MLI.....	107
5.3 Structure géométrique du modèle choisi.....	108
5.3.1 Constituants matériels du modèle.....	113
5.3.2 La physique.....	114
5.3.3 Modèle en élément finis.....	115
5.4 Méthode électrique.....	117
5.4.1 Méthode MLI (Simulink).....	117
5.5 Résultats de simulation sur NISA.....	118
5.5.1 Résultats et interprétations.....	126
5.5.2 Mesure de l'échauffement.....	128
5.6 Montage expérimentale à base d'IGBT.....	128
5.6.1 Approche expérimental.....	129
5.6.2 Topologie.....	130
5.6.3 Exemple d'évaluation des pertes dans un IGBT.....	133
5.7 Résultats de simulation sur SABER.....	142
5.8 Formulation des paramètres thermiques.....	155
CONCLUSION GÉNÉRALE .....	156
BIBLIOGRAPHIE.....	159
ANNEXE I.....	163
- Fichiers de simulation électrothermique sur NISA.....	164
- Cartes de contrôle de la simulation.....	169
- Programme sur Matlab pour tracer $I = f(V)$ , sans et avec T.....	170
- Rappel sur le dopage sur le dopage des semi-conducteur.....	173
- Programme sur Matlab implanté dans l'EPROM.....	174
ANNEXE II.....	175
- Fiche technique :IXYS semi-conductors IGBT.....	176
- Wakefield Engineering (les radiateurs).....	182
- Fiche technique : HARRIS semi-conductors .....	186



# Liste des figures

<b>Chapitre 1</b>		<b>Pages</b>
Figure 1.1	Représentation schématique d'une jonction	6
Figure 1.2	Coupe schématique de l'IGBT	6
Figure 1.3	Premier circuit équivalent de l'IGBT	7
Figure 1.4	Deuxième circuit équivalent de l'IGBT	8
Figure 1.5	Passage d'un VDMOS à un IGBT	12
Figure 1.6	Troisième circuit équivalent de l'IGBT	13
Figure 1.7	IGBT de la deuxième génération	13
Figure 1.8	Coupe typique d'un module de puissance	15
Figure 1.9	L'évolution de la conductivité du silicium en fonction de la température	16
Figure 1.10	Isolation d'une puce semi-conducteur	23
<b>Chapitre 2</b>		
Figure 2.1	Évolution de la capacité MOS en basses fréquences	29
Figure 2.2	Les différentes capacités internes de l'IGBT	30
Figure 2.3	La disposition des différentes composantes de la capacité grille-source	31
Figure 2.4	Allure de la capacité $C_{GA}$	31
Figure 2.5	Circuit d'aide lors de la fermeture et de l'ouverture d'un MOS	34
Figure 2.6	La coupure du courant dans un IGBT	37
Figure 2.7	Schéma de principe du couplage électrothermique	38
Figure 2.8	Ondes réelles et idéalisées de tension et de courant à la fermeture	42
Figure 2.9	Ondes réelles et idéalisée de tension et de courant à l'ouverture	43
Figure 2.10	Cellule de commutation dure	45
Figure 2.11	Première décomposition du courant	45
Figure 2.12	Décroissance par palier	49
Figure 2.13	Évolution des différentes erreurs relatives en fonction de $\beta$	50
Figure 2.14	Évolution des différentes erreurs relatives en fonction de $\beta$	51
Figure 2.15	Évolution des différentes erreurs relatives en fonction de $\beta$	51

Figure 2.21	Évolution des différentes erreurs relatives en $f_t$ de $\beta$	51
Figure 2.22	Décomposition de $I_T$ en $I_{T1}$ et $I_{T2}$	54
Figure 2.23	Évolution des différentes erreurs relatives en $f_t$ de $\beta$	57
Figure 2.25	Évolution des différentes erreurs relatives en $f_t$ de $\beta$	57
Figure 2.26	Évolution des différentes erreurs relatives en $f_t$ de $\beta$	57
Figure 2.27	Évolution des différentes erreurs relatives en $f_t$ de $\beta$	58

### Chapitre 3

Figure 3.1	Problème thermique 1D du mur d'épaisseur finie	68
Figure 3.2	Schéma équivalent thermoélectrique	69
Figure 3.3	Ligne à constantes réparties	70
Figure 3.4	Schémas thermoélectrique monocellulaire	71
Figure 3.5	Problème thermique 1D du milieu plan stratifié	73
Figure 3.6	Couplage électrothermique composant- radiateur en conduction continu	75

### Chapitre 4

Figure 4.1	Un réseau thermoélectrique lié à la méthode nodale	82
Figure 4.2	Bilan thermique associé à un nœud interne	83
Figure 4.3	Élément triangulaire de référence	94
Figure 4.4	Diagramme schématique d'un redresseur et d'un onduleur à MLI	98
Figure 4.5	Forme d'onde de la tension produite par l'onduleur MLI.	99

### Chapitre 5

Figure 5.1	Déroulement de l'analyse d'un problème de transfert de chaleur	106
Figure 5.2	Implantation d'une coupe d'une cellule IGBT dans NISA	109
Figure 5.3	Modèle équivalent de l'IGBT	110
Figure 5.4	Schéma thermique équivalent pour des phénomènes transitoire correspondant à la jonction et le boîtier	111
Figure 5.5	Modèle en éléments finis de la cellule d'IGBT	116
Figure 5.6	Modèle dans Simulink illustrant la commande MLI	117
Figure 5.7	Signaux de commande carrées	118

Figure 5.8	Évolution de la température pendant une période	119
Figure 5.9	La positionnement des différents points d'enlèvement de température	119
Figure 5.10	Distribution de la température à travers la jonction	120
Figure 5.11	Figure.5.10 : Distribution des lignes de flux thermiques à travers le modèle d'IGBT	120
Figure 5.12	Évolution de la température au niveau de la jonction à une fréquence de 900Hz	121
Figure 5.13	Distribution de la température au niveau de la jonction à une fréquence de 900Hz	121
Figure 5.14	Évolution de la température à une fréquence de 5KHz	122
Figure 5.15	Évolution de la température à une fréquence de 10KHz	122
Figure 5.16	Évolution de la température à une fréquence de 20KHz	123
Figure 5.17	Évolution de la température dans l'IGBT en régime permanent	123
Figure 5.18	Évolution de la température au niveau de la jonction par rapport à chaque cycle de commutation	124
Figure 5.19	Évolution de la température au niveau de la jonction pendant chaque fréquence	125
Figure 5.20	Schéma simplifier de l'ensemble convertisseur-charge	130
Figure 5.21	Schéma électrique d'un onduleur monophasé à base d'IGBT	131
Figure 5.22	Schéma du commande(MLI) du circuit de puissance	131
Figure 5.23	Évolution du courant dans la charge pour $f = 900\text{Hz}$	132
Figure 5.24	Schéma complet du circuit de puissance à base d'IGBT	132
Figure 5.25	L'énergie perdue pendant chaque phase de commutation	133
Figure 5.26	Forme d'onde de courant et de la tension aux bornes de l'IGBT	133
Figure 5.27	Mise en conduction de l'IGBT	135
Figure 5.28	Croissance linéaire de la tension	136
Figure 5.29	Schéma thermique équivalent de l'IGBT avec refroidisseur en régime transitoire	138
Figure 5.30	Circuit de commande de l'onduleur à base d'IGBT	139
Figure 5.31	Signal de commande de l'IGBT	142
Figure 5.32	Schéma général réseau (électrique +thermique)	143

Figure 5.33	(a) Courant du collecteur (151) (b) Puissance dissipé au niveau de la jonction (c) L'énergie dissipé au niveau de la jonction	144
Figure 5.34	Évolution de la température au niveau de la jonction à 20kHz pendant 3 cycles complets 60Hz	145
Figure 5.35	Géométrie du modèle(figure 5.2)choisie pour l'analys mathématique	146
Figure 5.34	Schéma thermique équivalent au niveau de la jonction d'IGBT	148

## Liste des tableaux

Tableau 1.1	Propriétés électrique et thermophysique des principales couches céramique	19
Tableau 5.1	Les caractéristiques des différents matériau constituant l'IGBT	113
Tableau 5.2	Variation de la température durant chaque cycle de commutation à différentes fréquences	124
Tableau 5.3	Température maximale pendant chaque cycles de commutation pour différentes fréquences	125
Tableau 5.4	Échauffement de la jonction pendant une période de 50ns	129
Tableau 5.5	Constante de temps pendant chaque cycle thermique	153

## Liste des symboles

$A_T$	Densité de charge
$C$	Capacité linéique [F]
$C_{th}$	Capacité thermique [J/K]
$C_v$	Chaleur massique [J/Kg.K]
$C_p$	Chaleur massique
$d$	Transconductance de l'IGBT
$e$	Épaisseur de l'oxyde (isolant) [m]
$E$	Efficacité
$E$	Énergie dissipé
$g_{fs}$	Valeur absolue de la charge de l'électron
$h$	Coefficient d'échange convectif [ $W / m^2 . K$ ]
$I_d$	Courant direct la diode [A]
$I_p$	Courant de la charge [A]
$I_s$	Courant inverse de saturation [A]
$K$	Interrupteur
$k$	Conductivité thermique [W/m.K]
$k_o$	Conductivité thermique à 300 K [W/ m.K]
$K_i$	Conductivité thermique de l'isolant [W/ m.K]
$k$	Constante de Boltzmann
$L_D, L_{di}$	Longueur de Debye
$n$	Porteurs de charge (électrons)
$n_o, p_o$	Densités d'électrons et de trous en région neutre
$P$	Puissance totale dissipée [W]
$p$	Porteurs de charge ( trous)
$Q(I,V)$	Point de fonctionnement
$q$	Densité volumique des sources internes [ $W / m^3$ ]
$Q_m$	Densité de charge dans le métal
$r$	Résistance linéique [ $\Omega$ ]
$R_{th}$	Résistance thermique [ $\Omega$ ]
$S$	Surface d'échange [ $m^2$ ]
$T$	Température [K]
$t$	Temps [s]
$T_a$	Température ambiante [K]
$t_{fc}$	Temps de descente du signal de commande

$V_o$	Tension de seuil [v]
$V_{cc}$	Tension d'alimentation continue [v]
$V_d$	Tension appliquée sur la diode [v]
$V_Z$	Tension de seuil de conduction
$V_{gsat}$	Valeur de VGS en régime de saturation
$W_{off}$	Énergie dissipée à l'ouverture [w]
$W_{on}$	Énergie dissipé à la fermeture [w]
$Z_{th}$	Impédance thermique [K/J]
$g$	Conductance thermique [ $W / m^2 . K$ ]
$\rho$	Masse volumique [ $Kg / m^3$ ]
$\phi$	Flux de chaleur [w]
$\alpha$	Diffusivité thermique [ $m^2 / s$ ]
$\varphi$	Densité de flux de chaleur [ $W / m^2$ ]
$\sigma$	Constante de Stéfan-Boltzman [ $W / m^2 . K^4$ ]
$\varepsilon$	Emmissivité
$\eta$	Rendement
$\theta_{cs}$	Résistance thermique entre le boîtier et le radiateur [ $^{\circ}C / W$ ]
$\theta_{jc}$	Résistance thermique entre la jonction et boîtier [ $^{\circ}C / W$ ]
$\theta_{sa}$	Résistance thermique entre le radiateur et l'air [ $^{\circ}C / W$ ]
$\varepsilon_i$	Permittivité de l'isolant
$\varepsilon_s$	Permittivité du silicium
$\phi_F$	Écart des énergies des niveaux de Fermi dans les semi-conducteurs extrinsèques et intrinsèques

## Introduction à l'électrothermie

L'électricité étant une source d'énergie, elle est convertible en une autre forme d'énergie qui est la chaleur. Elle constitue une source intéressante de chaleur pour ses avantages multiples:

Accessibilité rapide, absence de produits de combustion, précision dans son application, flexibilité, capacité de réponse rapide, propreté dans son utilisation et contrôle aisé.

Même si une idée généralement répandue veut que l'utilisation de l'énergie électrique, soit dédié à l'éclairage et à l'alimentation des appareils électriques, l'un des principaux axes de son utilisation est sa transformation en une autre forme d'énergie que constitue la chaleur.

De ce fait, thermique et électricité constituent en effet deux disciplines qui sont nées à des époques et des contextes différents et se sont développées indépendamment l'une de l'autre, s'ignorant souvent. L'électrothermie se trouve au confluent de deux sciences, ainsi un effet synergique important peut naître de ce rapprochement.

Au-delà des simples considérations de coût et disponibilité qui justifient l'utilisation de l'électricité à des fins thermiques dans le processus industriels, l'électrothermie doit toutefois une grande partie de son développement aux caractéristiques spécifiques de cette forme d'énergie.

Les procédés électrothermiques sont souvent divisés en deux grandes catégories:



- Chauffage indirect où le transfert de l'énergie se fait de la source de chaleur au corps à chauffer en obéissant aux lois usuelles de la thermique.
- Le chauffage direct où le corps à chauffer est parcouru par un courant électrique et il est donc lui-même le siège du dégagement de la chaleur, les échanges ultérieurs de chaleur s'effectuent selon les lois de la thermique classique.

## Introduction

Le projet proposé concerne le développement d'un modèle thermique compact, en régime dynamique, de l'IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor), composant électronique actuellement le plus utilisé pour la conception des convertisseurs de puissance. Lors de la conception des systèmes électroniques, le modèle thermique est considéré essentiel pendant la simulation de la température de la jonction des composants électroniques en commutation. Les modèles mixtes répertoriés jusqu'à maintenant [1-2] ont certaines limitations d'applications et leur précision diminue avec l'augmentation de la fréquence de commutation, ce qui est inacceptable pour beaucoup de fabricants d'équipements électroniques.

En effet, la miniaturisation, l'augmentation de la densité de puissance et la fréquence de commutation des composantes électroniques sont les principaux obstacles qui freinent leur développement. Ainsi, l'augmentation des pics thermiques [1] et l'accumulation d'un résidu d'un cycle à l'autre se traduit par l'apparition d'une contrainte thermique en régime dynamique qui limite le développement et la réalisation des nouvelles composantes électroniques de plus en plus performantes.

Dans les composantes électroniques la production de chaleur est localisée sur une petite région concentrée autour de la jonction du semi-conducteur. L'énergie ainsi produite diffuse vers le boîtier ou la concentration en énergie thermique est progressivement réduite et ainsi l'énergie est évacuée de plus en plus vers le milieu ambiant [3]. Ce comportement est le thème central de toute dissipation de chaleur dans les composantes électroniques.

Cependant, le développement actuel des composantes va dans le sens d'une augmentation progressive de la densité du flux d'où la nécessité de contrôler la température de la jonction.

Nous savons que le comportement dynamique des composantes électroniques [4] est complètement différent du régime statique. Alors que seuls les modèles en régime permanent des composantes électroniques sont disponibles et fournis par les fabricants. Par conséquent, cela crée un besoin de modélisation des aspects thermiques dans les composantes.

la méthode qu'on va suivre dans l'élaboration de ce projet est la suivante :

- 1- Modélisation macroscopique 3-D en régime dynamique de l'IGBT dans l'environnement NISA et développement du modèle entier du système en tenant compte du couplage entre les différentes composantes en commutation dans un boîtier fermé contenant un onduleur de puissance .
- 2- Formulation des paramètres thermiques des composantes du système  $R_{th}$  et  $C_{th}$  ( résistance thermique  $R_{th}$  et capacité thermique  $C_{th}$  ) et validation des résultats de modélisation avec la littérature [1,3,6].

## ***Chapitre 1***

# ***L'IGBT : Descriptions fondamentales***

## **1.1 L'IGBT : Description et circuits équivalents**

### **1.1.1 Introduction**

Avant de commencer l'étude de l'IGBT, nous consacrons cette partie à la description du composant. Nous y présentons trois circuits équivalents de l'IGBT. Le premier est descriptif, il tient compte de la structure physique du composant. Le deuxième et le troisième sont explicatifs. Ils tiennent compte du fonctionnement du composant.

### **1.1.2 Notions de base sur la physique des semi-conducteurs**

La jonction PN est le module élémentaire dont dépend le fonctionnement de tous les dispositifs à semi-conducteurs. Le dopage d'un semi-conducteur monocristal [27-29] avec des accepteurs d'un côté et des donneurs de l'autre donne une jonction PN.

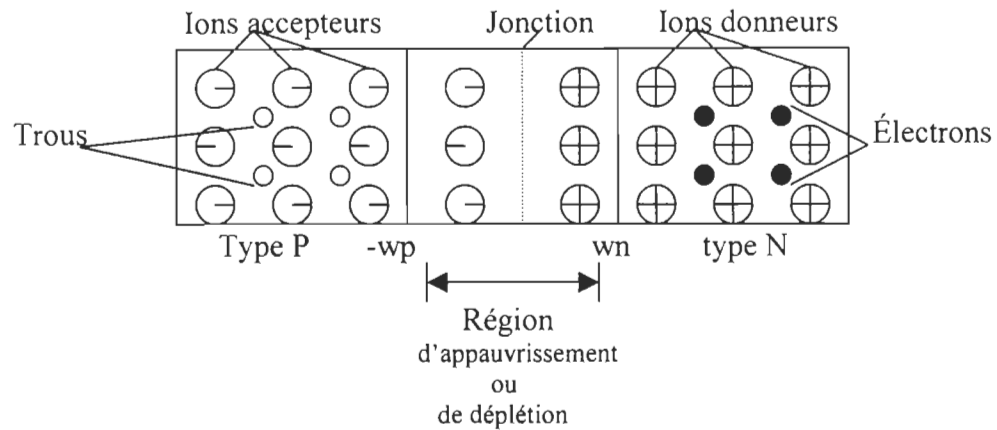


Figure 1.1 : Représentation schématique d'une jonction[53]

A la figure 1.1, les ions donneurs sont représentés par des signes plus, les électrons qu'ils donnent, sont représentés par de petits cercles creux et les ions accepteurs par des signes moins. On suppose que la jonction représentée à la figure 1.1 est en équilibre et que la section transversale du semi-conducteur est uniforme.

Initialement, le gradient de concentration à travers la jonction fait diffuser des trous vers la droite et des électrons vers la gauche. Les ions non neutralisés du voisinage de la jonction, appelés charges nues, donnant une densité de charge  $\rho_v$ ; en raison de son appauvrissement ou de déplétion en charges mobiles, cette région est appelée la région d'appauvrissement ou de déplétion, la région de charge d'espace ou la région de transition. La largeur de cette région est de l'ordre de quelques dixièmes de micromètres.

Il n'y a de porteurs qu'à l'extérieur de la région d'appauvrissement; à gauche, les porteurs sont d'une manière prédominante des trous (région p) et à droite des électrons (région n).

- Une structure de transistor VDMOS ( Vertical Drain Metal Oxyde Semi-conductor)
- Une structure quadri-couche P-N-P-N.

Pour éviter des confusions de terminologie, nous appelons les électrodes de l'IGBT :

- Grille pour l'électrode de commande
- Anode au lieu de collecteur
- Source au lieu d'émetteur

Car les électrodes souvent appelées collecteur et émetteur apparaissent respectivement sur les schémas équivalents comme émetteur et collecteur.

#### 1.1.4 Circuits équivalents électrique

**Premier :**

Un circuit électrique modélisant l'ensemble des phénomènes mis en jeu ou susceptibles de l'être est indiqué sur la figure 1.

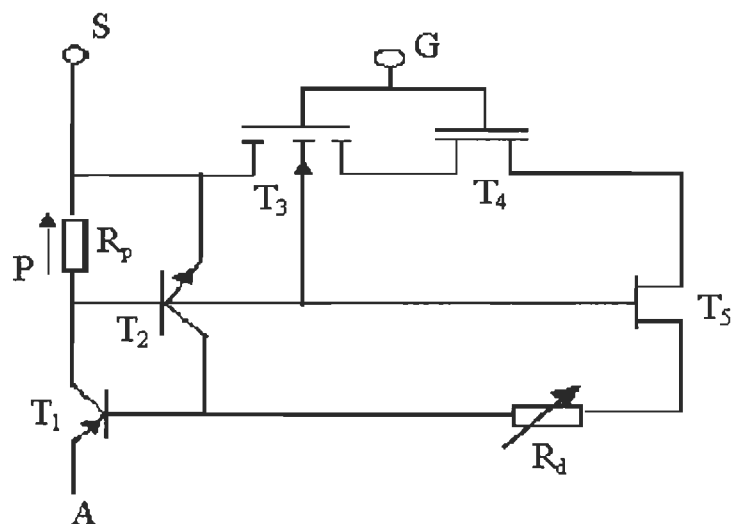


Figure 1.3 : Premier circuit équivalent de l'IGBT [48,49].

$R_d$  : résistance de la couche épitaxiée,  $R_p$  résistance de la diffusion P du canal.

$T_3$  : transistor MOS

$T_4$  : JFET

$T_5$  : un transistor bipolaire

La structure VDMOS est représentée par une association en série:

- D'un transistor à enrichissement : c'est l'élément principal du transistor MOS ( Metal Oxyde Semi-conductor )
- D'un transistor à appauvrissement et d'un autre de JFET( Jonction Field Effect Transistor ) . Malgré leur contribution à la résistance à l'état passant [37,38,41], ils sont souvent relégués au second plan, voire même ignorés dans la modélisation des transistors VDMOS [28,36].
- D'une résistance de la région drift : si son calcul dans le cas d'un transistor VDMOS est relativement simple, il devient compliqué dans le cas d'un IGBT. Cette complexité est due d'une part au fait que le déplacement des charges électriques se fait simultanément par conduction et par diffusion et d'autre part causé par la nécessité de prendre en compte les phénomènes de focalisation et de défocalisation propres à la conduction bipolaire [52].

Selon la géométrie et le dopage des couches, la structure P-N-P-N peut se comporter de deux façons différentes:

- Soit la résistance  $R_p$  est nulle. En ce moment, quelle que soit la valeur du courant  $I_p$ , Le transistor  $T_2$  est inactif. C'est le cas d'un IGBT idéal.
- Soit la résistance  $R_p$  est importante. Alors, un courant  $I_p$  même très faible est capable de déclencher le transistor  $T_2$ , provoquant ainsi la perte au blocage, plus connue sous les appellations verrouillage en thyristor, ou, en anglais, latch-up.



C'est le cas du thyristor-MOS. Une utilisation du COMFET, composant de la même famille que l'IGBT, comme thyristor a été réalisée [36].

Le transistor  $T_2$  est une imperfection à laquelle les fabricants des composants sont confrontés depuis la fabrication des premiers transistors à effet de champ. C'est donc une question bien antérieure aux IGBT. Dans un transistor VDMOS, le transistor parasite ( $T_2$ ) est réduit à une diode en court-circuitant sa jonction base-émetteur par la réalisation de la source.

### **Deuxième : Circuit équivalent :**

Dans les cas pratiques, la valeur de  $R_p$ , si petite soit elle, n'est jamais nulle. Les frères aînés de l'IGBT, IGT, COMFET et GEMFET, ont souffert du verrouillage en thyristor.  $R_p$  avait encore une valeur relativement importante. Son augmentation avec la température obligeait à surdimensionner le dispositif de refroidissement, ou à déclasser le composant. Dans le cas de l'IGBT, les fabricants ont pu réduire davantage la valeur de  $R_p$ , ainsi le courant qui traverse, crée une chute de tension inférieure au seuil de conduction du transistor  $T_2$  qui entraîne le verrouillage en latch-up.

Aujourd'hui, le verrouillage en thyristor fait partie de nos souvenirs. Dès lors, il devient légitime d'ignorer la présence du transistor  $T_2$ , et de proposer un circuit électrique équivalent à l'IGBT, qui soit plus simple (figure 1.4).

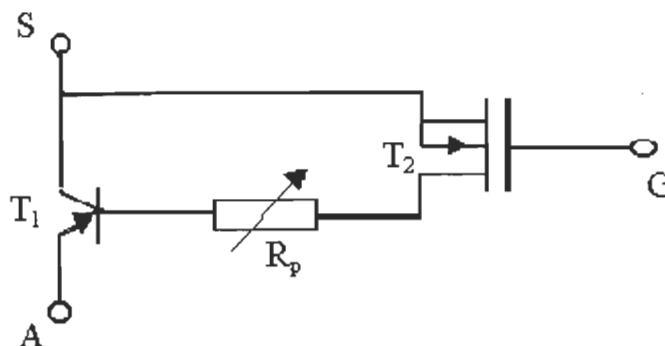


Figure 1.4 : Deuxième circuit équivalent de l'IGBT

La majorité des auteurs, fabricants ou utilisateurs de l'IGBT [23,27-29] ont adopté ce modèle qu'il faut considérer avec prudence. En effet, nous voulons faire remarquer deux choses :

- Premièrement, si la présence d'un transistor MOS à l'entrée de l'IGBT permet de faciliter sa commande, elle exclut toute possibilité de contrôle du bipolaire de la sortie. Le blocage se ferait avec ``base en l'air `` le prix de cette facilité de commande paraît alors très élevé.
- Deuxièmement, les caractéristiques du transistor MOS de l'entrée ne sont pas totalement identiques à celle d'un VDMOS classique, et le transistor bipolaire de la sortie, de par la largeur de sa base, est d'une ``mauvaise qualité`` : son gain en courant est très faible (le gain en courant en base commune est inférieur à 0.3) [38-41].

### Troisième : Circuit équivalent

L'IGBT est né du besoin de réduire la résistance à l'état passant des VDMOS sans dégrader leur tenue en tension. La solution était de changer le type du substrat du VDMOS. À un substrat de type  $N^+$ , servant seulement pour faire un contact ohmique, s'est substitué un substrat de type  $P^+$  (figure 1.5), qui en plus du contact ohmique peut enrichir la région drift en porteurs libres (des trous), quand le transistor est en conduction. D'où le pourquoi du transistor  $T_1$ .

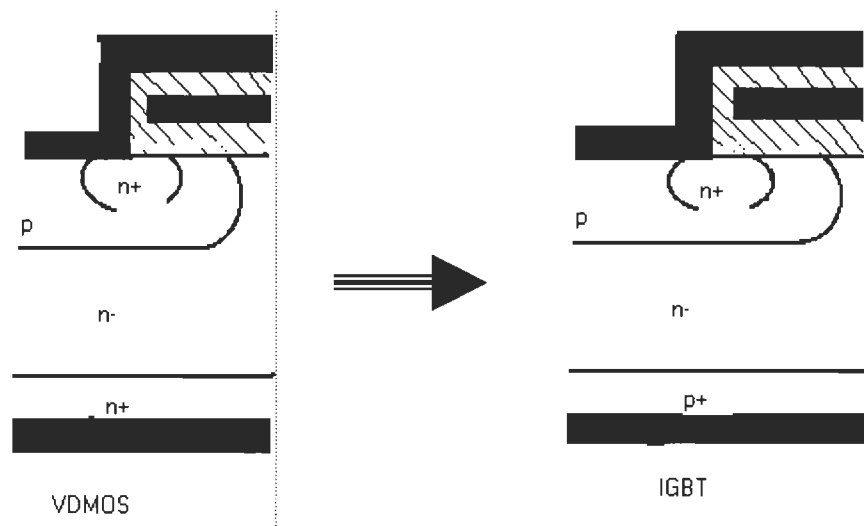


Figure 1.5 : Passage d'un VDMOS à un IGBT

Pour éviter les fausses interprétations mentionnées ci-dessus, nous allons considérées comme circuit équivalent de l'IGBT celui indiqué sur la figure 1.6, où le transistor  $T_1$  est réduit à une diode ( $D_i$ ).



Figure 1.6 : Troisième circuit équivalent de l'IGBT

Ce modèle nous permettra d'interpréter les propriétés de l'IGBT en saturation. L'injection des trous par  $D_i$  a un intérêt double : en plus de la réduction de la résistance à l'état passant, elle permet une exploitation plus rentable du silicium (conduction par diffusion et par conduction).

Lors du blocage, la coupure du courant dans le canal MOS est beaucoup plus rapide que le recouvrement des porteurs minoritaires injectés par la jonction  $p^+$  et  $n^-$ . C'est le problème du traînage de courant. Pour atténuer cette traînée, les fabricants introduisent dans la région "drift" des centres de recombinaison pour améliorer la tenue en tension. Un autre procédé est souvent utilisé : la création entre le substrat (type  $P^+$ ) et la couche épitaxiée (type  $N^-$ ) d'une couche  $n^+$  [29,55] (figure 1.7) permet de réduire le nombre de porteurs injectés.

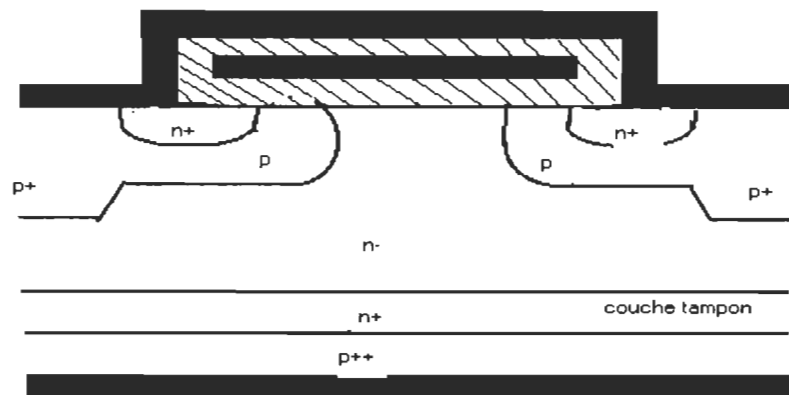


Figure 1.7 : IGBT de la deuxième génération

Le contrôle de flux des porteurs injectés doit respecter un certain équilibre. En effet, un IGBT ayant une très faible injection se comportera comme un transistor VDMOS, avec le handicap d'une couche inutile. Une très forte injection accentuera le problème du traînage. Les caractéristiques de l'IGBT s'approcheront alors davantage de celles d'un transistor bipolaire. Les risques de verrouillage en thyristor sont importants dans ce cas. Les fabricants des composants font pencher cet équilibre du côté des VDMOS.

### 1.1.5 Remarque

À partir de la structure physique du composant, nous avons présenté un premier circuit électrique équivalent qui tient compte de tous les phénomènes électriques intervenant ou susceptibles d'intervenir dans le fonctionnement des IGBT. En tenant compte du fonctionnement réel, une première simplification du premier circuit aboutit à un deuxième circuit équivalent. Celui-ci, couramment utilisé, peut induire dans de fausses interprétations.

Pour les éviter, nous avons adopté un troisième circuit équivalent, qui consiste à considérer l'IGBT comme une association en série d'un transistor MOS et d'une diode. Ce circuit équivalent permet de mieux interpréter les propriétés des IGBT, mais ne met pas totalement le lecteur à l'abri de fausses interprétations, telle la bidirectionnalité de l'IGBT en tension.

Nous croyons que tout circuit équivalent qu'on peut proposer induirait dans de fausses interprétations, car il est très difficile de décrire une situation originale en utilisant des symboles qui représentent un fonctionnement bien défini.

## 1.2 Architecture des modules hybrides de puissance

### 1.2.1 Introduction

Avant de nous lancer dans l'analyse thermique des composants électroniques, il est opportun de présenter le module typique dont il sera question par la suite. Nous exposerons donc ici quelques généralités concernant l'architecture des modules hybrides de puissance[30,31,54], sans entrer dans les détails.

La coupe présente ci-dessous, figure 1.8, révèle le caractère multicouches des modules de puissance.



Figure 1.8 : Coupe typique d'un module de puissance

Ainsi, l'assemblage hybride de puissance est en effet généralement constitué d'un empilement de divers matériaux, constituant les couches céramiques, ainsi que quatre interfaces réalisant des liaisons entre ces couches. Il existe en réalité au moins une interface supplémentaire, associée au contact du module avec son environnement thermique.

### 1.2.2 La puce semi-conductrice

C'est à la puce qu'incombe la fonction semi-conductrice du module dont le matériau utilisé est le silicium. Sa conductivité thermique est très convenable ( $150 \text{ W/(m.K)}$  à  $125^\circ \text{C}$ ), mais décroît de façon significative avec la température ( $100 \text{ W/(m.K)}$  à  $125^\circ \text{C}$ ) [27-29].

Elle varie en fonction de la température selon la loi:  $K(T) = K_o \left( \frac{T}{300} \right)^{-\frac{4}{3}}$

$K_o(T)$ : conductivité thermique à 300 K ( $\text{W/m.K}$ )

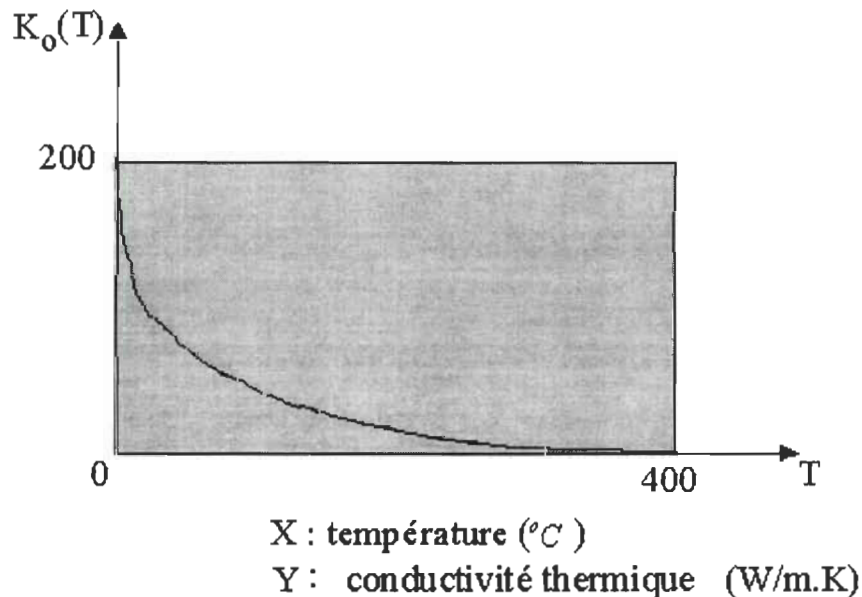


Figure 1.9 : L'évolution de la conductivité du silicium en fonction de la température .

Dans la mesure où l'on utilise des grandeurs constantes, la valeur typique à retenir, la plus proche des conditions thermiques de la puce, se situe autour de 100 W/(m.K). Quoi qu'il en soit, l'étude [55] a montré que la prise en compte d'une conductivité thermique du silicium dans l'étude du comportement thermique du composant électronique en fonction de la température (figure 1.9) conduit à des résultats très différents de ceux relatifs à une conductivité thermique du silicium constante.

La capacité calorifique du silicium varie également quelque peu avec la température et les valeurs communément utilisées se concentrent au voisinage de  $1.7 \frac{J}{cm^3.K}$ . Quant à son coefficient de dilatation, remarquablement faibles ( $2.3E-06 K^{-1}$ ), il ne va pas sans poser de nombreux problèmes de compatibilité avec les matériaux classiques, le cuivre par exemple.

### **1.2.3 Constituants du module**

#### **1.2.3.1 Le diffuseur**

Le diffuseur se situant immédiatement sous la puce a trois dimensions : offre un support à l'élément semi-conducteur, réalise la jonction électrique entre une électrode externe et la face arrière de la puce, et diffuse la chaleur générée dans la puce pour un abaissement global de la température du silicium.

Ce diffuseur se doit donc, afin de remplir pleinement son rôle, d'être bon conducteur électrique et thermique. Le matériau utilisé à cet effet est le cuivre, ses caractéristiques thermiques sont assez bien connues, et leur



dépendance vis-à-vis de la température reste limitée. Aussi est-il d'usage de conférer au cuivre sa conductivité thermique élevée de  $360 \text{ W/(m.K)}$  et sa capacité calorifique de  $3.4 \frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \cdot \text{K}}$ .

### 1.2.3.2 L'isolant

L'isolant, ou substrat, est un élément constituant essentiel des circuits hybrides de puissance: il sert de support mécanique aux circuits électriques, assure leur isolation galvanique par rapport au radiateur, et participe de surcroît à l'évacuation du flux thermique. Ainsi, on attend donc de ce constituant qu'il ait:

- une résistivité électrique élevée pour limiter les courants de fuite;
- une rigidité diélectrique élevée pour supporter les tensions appliquées;
- une faible permittivité pour réduire les tensions appliquées;
- une conductivité thermique élevée pour ne pas entraver l'évacuations de la chaleurs;
- de bonnes propriétés de liaison avec le cuivre.

D'un autre côté, l'hybridation des modules de puissance utilise des substrats en céramiques, principalement l'alumine, le nitrure d'aluminium, et l'oxyde de béryllium, substrats dont le tableau 1.1 résume les propriétés électrique et thermophysiques.

	conductivité thermique W/(m.K)	Resistivité électrique	Permittivité relative	Rigidité diélectrique Kv/mm	Coefficient de dilatation K-1
<b>AL<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>	20	1,00E+13	9.4	12	6.3
<b>AlN</b>	170	1,00E+13	8.9	15	4.4
<b>BeO</b>	260	1,00E+13	6.5	16	8.00

Tableau 1.1 : Propriétés électrique et thermophysiques des principales couches céramiques

Le substrat d'alumine est un standard de l'industrie de l'intégration hybride: ses caractéristiques sont figées relativement identiques, quel que soit le fournisseur. Il possède un certain nombre de qualités, en particulier un prix modeste, mais sa faible conductivité thermique le rend peu adapté aux applications de forte puissance.

L'oxyde de béryllium semblait être excellent produit de substitution, mais sa toxicité potentielle, lorsqu'il est dispersé sous forme de poussières, en a interdit l'emploi pour des applications autres que militaires.

Le dévolu a donc été jeté, depuis quelques années, sur le nitrure d'aluminium, qui présente d'excellentes propriétés électriques et thermophysiques, avec en particulier une conductivité thermique du cristal pur à 300 K de 320W/(mK) (valeur peu éloignée des 370W/(mK) de l'oxyde de béryllium dans les mêmes conditions).

La technologie des substrats AlN (nitrure d'aluminium) a continuellement progressé, de sorte que leur conductivité thermique, à l'origine voisine de 70W/(mK), atteint maintenant des valeurs proches de celles des substrats BeO (oxyde de béryllium). La substitution de l'alumine par le nitrure d'aluminium a indéniablement amélioré les caractéristiques thermiques des composants.

Il reste toutefois que le substrat AlN est cher et fortement dépendant du procédé de fabrication de sorte que, pour une utilisation indépendante de la température de la conductivité thermique, la valeur à retenir se situe dans une plage: [70/170W(mK)] selon[26,28]. Quant aux capacités calorifiques, ils estiment  $2.6 \frac{J}{cm^3.K}$  pour l'alumine et de  $2.3 \frac{J}{cm^3.K}$  pour l'AlN.

### 1.2.3.3 Le diffuseur inférieur et le socle

Les deux couches qui restent, le diffuseur inférieur et le socle sont en cuivre. La première réalise l'interface entre le substrat et le socle, la seconde sert à la tenue mécanique de l'ensemble, et bien sur aux liens avec l'environnement extérieur.

### 1.2.3.4 Les interfaces

Les diverses couches de l'assemblage décrit ci-dessus ne sont solidaire que par l'intermédiaire d'interfaces de liaison. Précisons à ce niveau que l'emploi du terme ``interface`` est quelque peu abusif, dans la mesure où il s'agit de couches à part entière.

Toutefois, la finesse et la piètre conductivité thermique de ces couches peuvent être justifier dans le cadre d'un calcul thermique. On est en effet parfois amené à les considérer comme des régions à saut de potentiel: cela simplifie les calculs ou résolutions, élimine les problèmes de maillage dans le cas d'une formulation numérique, et permet de limiter des difficultés d'identification précises des paramètres géométriques et thermiques de ces couches.

Les joints constituant la partie délicate des modules hybrides de puissance ont une grande aptitude dans la conduction de la chaleur entre les couches, ils sont le siège de forts gradients thermiques, et sont donc responsables pour beaucoup de l'échauffement des semi-conducteurs.

En second lieu, ils subissent les dilatations différentielles des constituants des modules, ce qui les rend mécaniquement (adhérence) et thermiquement (conductivité thermique) sensibles au vieillissement par cycle thermique via une propagation progressive des défauts initiaux.

Les accrochages entre l'isolant et les deux diffuseurs s'effectuent par la méthode dite de liaison directe cuivre-céramique. Mise au point au début des années 70 pour la liaison cuivre-aluminium, cette technique produit une soudure de très bonne qualité.

Elle a conduit à une commercialisation répandue des substrats DBC (direct bond copper) pour modules de puissance, d'abord en alumine, puis en nitrure d'aluminium (après la mise au point d'une méthode basée sur l'oxydation superficielle de l'AlN pour former une couche d'alumine).

Les quelques travaux sur les propriétés thermiques de ces substrats, en particulier ceux de [28,54], attribuent à ces liaisons une conductance thermique de 20 W/(m.K).

Quant aux deux autres joints, il s'effectuent, pour les modules classiques, par refusions d'un alliage de brasage; alliage ternaire tendre étain-plomb-argent (Sn: 5%, Pb : 92.5% Ag: 2.5%) par rapport de la puce sur le substrat DBC (l'adjonction d'argent dans l'alliage visant à enlever la solution afin d'éviter la dissolution de la métallisation argent des faces arrière de puces); alliage binaire plus dur que l'étain-plomb (Sn : 33%, Pb : 67% ) par rapport du substrat sur le socle.

La conductivité thermique de ces alliages dépend fortement de leur teneur en étain, et la fourchette traditionnellement donnée [54] est [30/60W(mK)]. De son côté, le joint de brasure de la puce assure en plus des liaisons mécaniques et thermiques, une liaison électrique avec le diffuseur.

Ainsi, il est donc relativement important qu'il présente une faible résistance ohmique) et que sa qualité est essentielle à un fonctionnement performant et durable.

#### **1.2.3.5 L'encapsulation**

Il reste encore à évoquer les liaisons électriques des plages métallisées d'aluminium situées sur la face supérieure des puces, avec d'autres puces ou des conducteurs, liaisons assurées par soudure ultrasonique de fils d'aluminium.

La surface du module est recouverte de gel silicone et le tout est recouvert d'une matière plastique (exception de la face arrière du socle). De sorte que le module hybride de puissance se présente comme une boîte noire à fond métallique, avec émergence d'un certain nombre d'électrodes . Elles sont au nombre de deux pour les diodes, trois pour les interrupteurs commandés, sans compter les électrodes de rappel, qui pour certaines, ont toutefois un rôle à jouer.

Notamment, un rôle dans le domaine de l'interaction puissance-commande par réduction des inductances communes [55], et autant que nécessaire pour les hybrides plus complexes.

### 1.2.4 Effet diffuseur

La volonté d'isoler électriquement la puce semi-conductrice de son socle métallique conduit à l'insertion, entre la puce et l'isolant, d'une couche métallique, afin de réaliser la liaison mécanique puce-isolant et la liaison électrique puce + connexion extérieure.

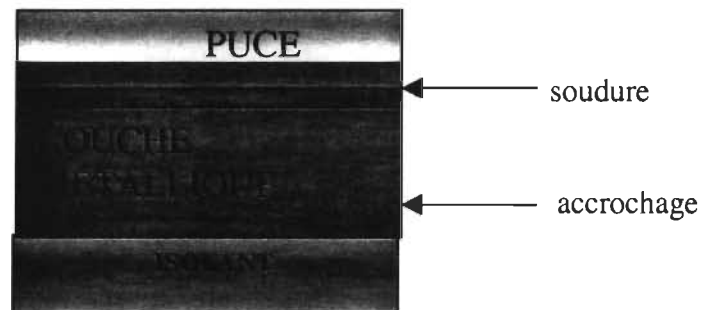


Figure 1.10 : Isolation d'une puce semi-conducteur

L'isolation participe à l'évacuation de la chaleur en introduisant dans l'architecture ci-dessus une résistance thermique  $R_{th} = \frac{e_i}{k_i S}$ , avec  $e_i$  épaisseur de l'isolant,  $k_i$  conductivité thermique de l'isolant, et  $S$  surface d'échange. L'épaisseur est conditionnée par le niveau de tension à isoler. La conductivité thermique est rarement bonne (20W/(mK) pour l'alumine, 100W/(mK) pour le nitrure d'aluminium, ce qui n'est pas si mal) et, quoi qu'il en soit, l'accrochage cuivre-isolant présente toujours une conductibilité thermique relativement faible. Il reste donc à augmenter la surface d'échange en permettant un écoulement tridimensionnel de la chaleur entre la puce et l'isolant. La couche métallique va ainsi se voir attribuer la réalisation d'une troisième fonction qui lui vaudra le qualificatif de ``diffuseur`` (diffuseur de chaleur): la liaison thermique puce-isolant.

Le cuivre, bon conducteur thermique et électrique, en sera le matériau.

En supposant une dissipation de puissance uniforme dans la puce, le flux de chaleur est unidirectionnel, orienté selon le sens imposé au composant électronique pour le dégagement de la chaleur généré au niveau de la source, et la surface d'échange est égale à celle de la puce.

Pour réduire la résistance thermique de l'isolant, l'idée est de profiter de la très bonne conductivité du cuivre ( $360\text{W}/(\text{mK})$ ). Ainsi, profiter de la possibilité d'un écoulement tridimensionnel de la chaleur malgré la présence du puits de chaleur sous l'architecture. Pour cela, il suffit d'augmenter les dimensions de l'empilement diffuseur-isolant par rapport à celle de la puce, selon les directions  $i$  et  $j$ . Une remarque s'impose : une telle architecture, même dans le cas d'une dissipation uniforme dans la puce, va nous permettre d'avoir une idée claire durant du comportement électrothermique du composant électronique lors de son fonctionnement. Le centre de la puce est plus chaud que ses bords. Ce type de profil, est bénéfique aux composants dont le coefficient de température en chute de tension directe est positif, mais ne convient guère aux autres.

### **1.2.5 Conclusion**

Il existe, en électronique de puissance, bien d'autres configurations possibles, suivant la nature du substrat, des conducteurs, des joints, des contacts, du boîtier.

L'architecture décrite dans cette section est cependant la plus répandue dans le domaine des moyennes puissances, et cherche à s'imposer pour des puissances plus élevées.

## ***Chapitre 2***

# ***Étude des propriétés électriques de l'IGBT***

### **2.1- Étude des propriétés électriques du transistor IGBT**

#### **2.1.1 Introduction**

La facilité de la commande et la rapidité des commutations, critères déterminants le choix des interrupteurs, sont les qualités des transistors MOS. Grâce aux efforts innovateurs des fabricants de composants (apparition des transistors LDMOS, VMOS et VDMOS), la tenue en tension des transistors MOS a été largement améliorée.

L'acquisition de cette qualité est faite au détriment de la chute de tension aux bornes des transistors MOS de puissance lorsqu'ils sont saturés. Les valeurs importantes de cette chute de tension limitent leur utilisation dans le domaine des fortes puissances (quelque kilowatts).

Dans un transistor MOS de puissance, la tension maximale de blocage et la tension de saturation varient dans le même sens. Les transistors de type IGBT sont capables d'associer le fait de pouvoir bloquer des tensions élevées à celui d'avoir des tensions de saturation acceptables.



## 2.1.2 Analyse de la capacité d'entrée de l'IGBT

### 2.1.2.1 Capacité d'une structure MOS , Rappel [53]

$$L_D = \left( \frac{2KT\epsilon_s}{e^2 n_o} \right)^{1/2} \quad L_{Di} = \left( \frac{2kT\epsilon_s}{e^2 n_i} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (2.1)$$

La capacité d'un MOS (C) résulte de l'association en série de deux capacité:

- La capacité statique (capacité d'oxyde),  $C_{ox}$ , analogue à celle d'un condensateur plan est définie par :

$$C_{ox} = \frac{dQ_m}{d(V_G - V_S)} \dots\dots\dots (2.2)$$

Son expression est :

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_i}{d} \text{ (capacité par unité de surface)} \dots\dots\dots (2.3)$$

- Et une capacité dynamique  $C_{sc}$ , tenant compte de la variation de la charge d'espace dans le semi-conducteur en fonction de la d.d.p de surface  $V_s$  :

$$C_{sc} = \frac{dQ_m}{dV_s} \dots\dots\dots (2.4)$$

La détermination de  $Q_{sc}$  en fonction de  $V_s$  nécessite la résolution de l'équation de Poisson et l'application du théorème de Gauss.

L'expression de  $Q_{sc}$  est [30,36,37] :

$$Q_{sc} = -sign(V_G) \frac{2\epsilon_s kT}{eL_D} F\left(V_s \cdot \frac{p_o}{n_o}\right) \dots\dots\dots (2.5)$$

$$Q_{sc} = -\text{sign}(V_G) \frac{2 \cdot \epsilon_s kT}{eL_D} \sqrt{2} \cdot F(V_S, \phi_F)$$

$$\text{ou } F^2\left(V_S, \frac{P_o}{n_o}\right) = \frac{P_o}{n_o} \left\{ \exp\left(-\frac{eV_S}{KT}\right) + \frac{eV_S}{KT} - 1 \right\} + \left\{ \exp\left(\frac{eV_S}{KT}\right) - \frac{eV_S}{KT} - 1 \right\} \dots\dots(2.6)$$

$$\text{ou } F^2(V_S, \phi_F) = \frac{eV_S}{KT} \text{sh}\left(\frac{e\phi_F}{KT}\right) - \left\{ \text{ch}\left(\frac{e\phi_F}{KT}\right) - \text{ch}\frac{e(\phi_F - V_S)}{KT} - 1 \right\} \dots\dots\dots(2.7)$$

La complexité de l'expression de  $Q_{sc}$  rend difficile toute étude analytique générale de  $C_{sc}$  en fonction de  $V_S$ . Nous déterminons les expressions de  $C_{sc}$  correspondantes aux différents régimes de fonctionnement de la structure MOS :

#### a- Régime d'accumulation

Dans ce régime, la d.d.p. de surface  $V_S$  est positive. Le terme prépondérant dans l'équation (C2.6) est  $e^{\left(\frac{eV_S}{2kT}\right)}$  l'expression s'écrit alors:

$$Q_{sc} = -\frac{2\epsilon_s kT}{eL_D} \exp\left(\frac{eV_S}{2kT}\right) \dots\dots\dots(2.8)$$

D'ou l'expression de  $C_{sc}$  :

$$C_{sc} = \frac{\epsilon_s}{L_D} \exp\left(\frac{eV_S}{2kT}\right) \dots\dots\dots(2.9)$$

Du fait de la présence d'un terme exponentiel,  $C_{sc}$  prend des valeurs importantes, et la capacité (C) de la structure MOS

$$C_{acc} = \frac{C_{ox} \cdot C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}} \quad (C2.10) \text{ tend vers une limite supérieure égale à } C_{ox}.$$

### b- Régime de déplétion

Ce régime correspond à des polarisations du métal par rapport au semi-conducteur telles que :  $\phi F_i \ll V_s < 0$

Le terme prépondérant dans l'équation (C2.7) est :

$$\frac{eV_s}{kT} sh\left(\frac{e\phi F_i}{kT}\right) \dots\dots\dots (2.10)$$

$Q_{sc}$  s'écrit sous la forme :

$$Q_{sc} = \frac{2\varepsilon_s}{L_{Di}} \left(2 \cdot \frac{kT}{e}\right)^{\frac{1}{2}} \left(sh \frac{e\phi F_i}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} |V_s|^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (2.11)$$

$$C_{sc} = \frac{\varepsilon_s}{L_{Di}} \left(2 \cdot \frac{kT}{e}\right)^{\frac{1}{2}} \left(sh \frac{e\phi F_i}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} |V_s|^{\frac{1}{2}}$$

$C_{sc}$  devient alors :

Ainsi nous écrivons l'équation ci-dessus sous la forme:

$$C_{sc} = A |V_s|^{\frac{1}{2}} \text{ avec } A = \frac{\varepsilon_s}{L_{Di}} \left(2 \cdot \frac{kT}{e}\right)^{\frac{1}{2}} \left(sh \frac{e\phi F_i}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (2.12)$$

La capacité résultante ( C ) devient :

$$C = \frac{C_{ox}}{1 + \frac{C_{ox}}{A} |V_s|^{\frac{1}{2}}} \dots\dots\dots (2.13)$$

Ainsi on assiste pendant ce régime à une décroissance continue de la capacité C en fonction de Vs. En réalité elle ne peut décroître au delà de la valeur correspondant à  $V_s = 2\phi F_i$ .

### c- Régime de forte inversion

Ce régime correspond à une forte polarisation négative du métal par rapport au semi-conducteur.

Le terme prépondérant dans l'équation (2.6) est

$$\frac{P_o}{n_o} \exp\left(-\frac{eVs}{2kT}\right) \dots\dots\dots(2.14)$$

L'expression de la densité de charge dans le semi-conducteur se réduit à :

$$Q_{sc} = \frac{2\varepsilon_s KT}{eL_D} \left(\frac{p_o}{n_o}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{eVs}{2kT}\right) \dots\dots\dots(2.15)$$

$C_{sc}$  s'écrit alors :

$$C_{sc} = \frac{\varepsilon_s}{eL_D} \left(\frac{p_o}{n_o}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{eVs}{2kT}\right) \dots\dots\dots(2.16)$$

Comme dans le cas du régime d'accumulation, la capacité correspondante au régime de forte inversion est importante. La capacité  $C$  tend vers une limite supérieure égale à  $C_{ox}$

$$C_{F.INV} = \frac{C_{ox} \cdot C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}} \rightarrow \rightarrow C_{ox} \dots\dots\dots(2.17)$$

L'allure de l'évolution de la capacité MOS , en basses fréquences, est indiquée sur la figure(2.1).

Pour alléger ces rappels, nous avons volontairement ignoré le régime de faible inversion, qui constitue la transition entre les régimes de déplétion et de forte inversion.

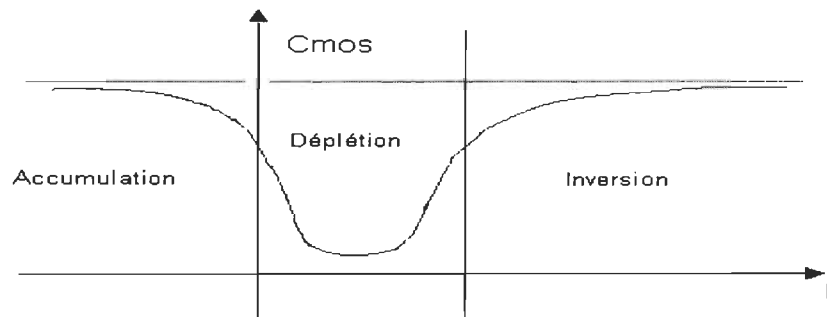


Figure 2.1 : Évolution de la capacité MOS en basses fréquences.

### 2.1.2.2 Composantes de la capacité d'entrée de l'IGBT

#### Capacité grille-source ( $C_{gs}$ )

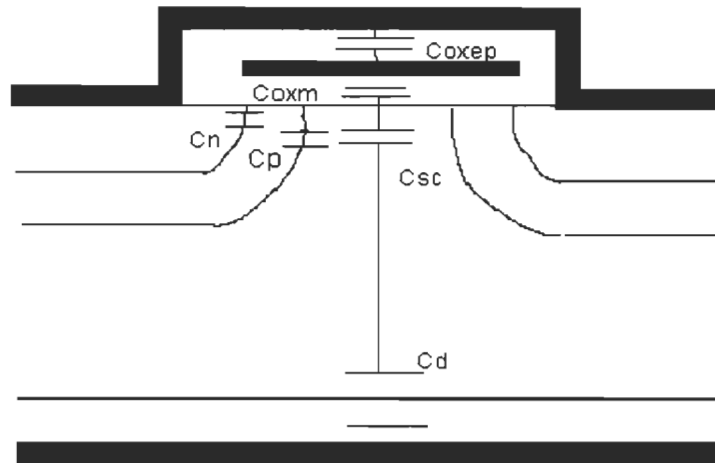


Figure 2.2 : Les différentes capacités internes de l'IGBT

La capacité grille-source d'un IGBT à l'exemple de celle d'un transistor MOS de puissance, est composée de plusieurs éléments (figure 2.2), soit :

- $C_{Oxm}$  : c'est la capacité grille-metallisation de la source à travers l'oxyde épais,
- $C_{Oxm}$  : c'est la capacité grille-source à travers l'oxyde mince,
- $C_m$  : cette capacité correspond à la légère superposition de grille au dessus de la diffusion (n+) de la source,
- $C_p$  : cette capacité correspond à la superposition totale de la grille au dessus du canal (diffusion p).

La figure 2.3 montre le circuit équivalent définissant la disposition des différents composants.

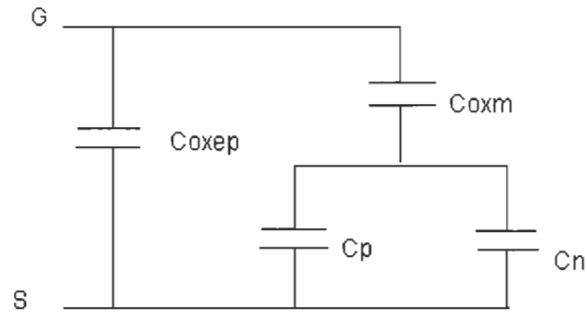


Figure 2.3 : La disposition des différents composants de la capacité grille-source

La figure 2.4 montre l'évolution de la capacité  $C_{GA}$  en fonction de la polarisation négative de la grille par rapport à la source d'un MOSFET pour une fréquence de commutation de 20kHz, d'un autre côté la valeur de la tension inverse grille-source module l'importance de la couche d'inversion.

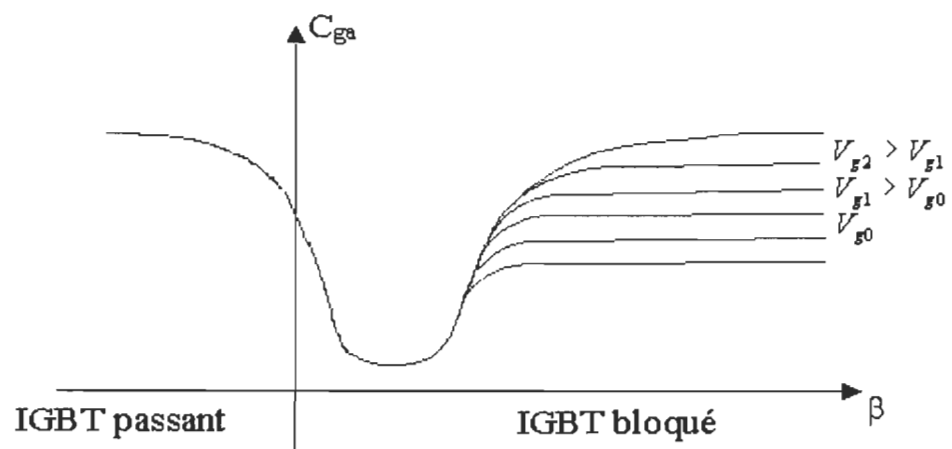


Figure 2.4 : Allure de la capacité  $C_{GA}$

### 2.1.3 Remarque

Les variations de la capacité  $C_{GA}$ , spécifiques aux IGBT font que :

- La vitesse d'établissement de la tension  $V_{AS}$ , dans le deuxième temps, n'augmente pas linéairement avec  $V_s$ , comme le veut la théorie des circuits.

De ce fait, le blocage par l'application d'une tension inverse grille-source s'explique par la théorie des circuits électriques. Toutefois, ce moyen d'accélérer l'ouverture n'est pas spécifique aux IGBT, mais applicable à tous les composants dont les commutations nécessitent la charge ou la décharge d'une capacité.

## 2.2- Étude des méthodes de calcul des pertes au blocage de l'IGBT

### 2.2.1 Introduction – position du problème

Une utilisation optimale des interrupteurs semi-conducteurs dans les convertisseurs statiques de puissance est tributaire entre autres, d'une évaluation précise des pertes [30,33,41,44,50], dont ils sont le siège. En effet, c'est de cette évaluation que découle le dimensionnement du système de refroidissement et du réseau d'aide à la commutation. Leur surdimensionnement crée une marge de sécurité, mais peut avoir des retombées très pénalisantes sur l'ensemble du convertisseur, à savoir :

- Baisses des puissances massique et volumique ; une augmentation de l'efficacité du refroidissement peut se faire soit par augmentation des dimensions d'un radiateur à air, soit par adjonction d'un ventilateur, ou encore par la circulation d'un liquide réfrigérant. Cette complexité accrue du dispositif de refroidissement s'accompagne naturellement d'augmentation en poids, en volume et en coût.

De même l'augmentation de l'efficacité du réseau d'aide à la commutation à l'ouverture et à la fermeture entraîne des augmentations respectives des valeurs du condensateur et de l'inductance. D'où des augmentations en poids et en volume. Dans certains cas, un réseau d'aide à la commutation peut provoquer des surtensions et/ou des surintensités dans les interrupteurs. Il peut aussi imposer une limitation en fréquence.

- Baisses du rendement énergétique des convertisseurs; à l'exception des réseaux d'aide à la commutation non dissipatifs [37,40,46] et des réseaux d'aide à la commutation avec récupération [42,49] d'énergie.



Ainsi, l'énergie stockée dans le condensateur ( $1/2 CV^2$ ) et/ou dans l'inductance ( $1/2 LI^2$ ) d'un circuit d'aide à la commutation est une énergie perdue.

Cette perte d'énergie se traduit par une baisse du rendement énergétique du convertisseur.

Ainsi donc, une sous évaluation des pertes dans les interrupteurs entraîne un sous-dimensionnement du dispositif de refroidissement, et donc un fonctionnement stressant pour les interrupteurs. Une surévaluation des pertes entraîne un sur-dimensionnement du dispositif de refroidissement, et donc une baisse des puissances massiques, volumiques et du rendement énergétique. Or la réduction des encombrements et les rendements élevés sont les atouts de l'électronique de puissance dans le domaine du traitement de l'énergie électrique. D'où la primordialité d'une évaluation précise des pertes dans les interrupteurs semi-conducteurs.

Dans le cas des transistors bipolaires et MOS bénéficiant de la présence d'une capacité en parallèle lors de l'ouverture, et d'une inductance en série lors de la fermeture (figure 2.5), une détermination analytique assez précise des pertes est possible.

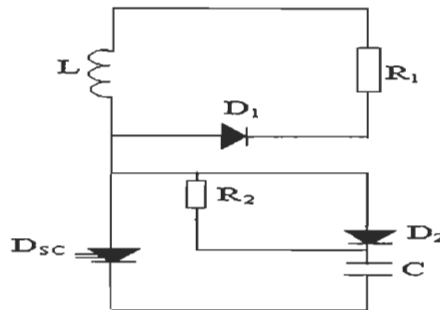


Figure 2.5 : Circuit d'aide lors de la fermeture et de l'ouverture d'un MOS

À l'ouverture , le calcul des pertes est basé sur l'hypothèse d'une décroissance linéaire du courant : l'énergie perdue pendant cette commutation est calculée à partir de l'expression :

$$W_{off} = \frac{I^2 \cdot t_f}{24 \cdot C} \dots \dots \dots (2.22)$$

où I est le courant coupé

$t_f$  : son temps de descente

À la fermeture, on considère une croissance linéaire du courant. Selon les valeurs de l'inductance (l) deux cas se présentent:

1<sup>er</sup> cas :

$$I \cdot \frac{I'}{t_m} \leq E$$

où I' : courant établi par le transistor

$t_m$  : son temps de montée

E : la tension bloquée par le transistor

L'énergie perdue est donnée par l'expression:

$$W_{on} = \frac{1}{2} \left( E - I \frac{I'}{t_m} \right) I' \cdot t_m \dots \dots \dots (2.23)$$

2<sup>eme</sup> cas :

$$I \cdot \frac{I'}{t_m} \leq E$$

I est alors suffisamment élevée pour forcer la tension aux bornes du transistor à sa valeur de saturation. L'énergie perdue se calcule

alors à partir de l'expression :  $W_{on} = V_{sat} \cdot \frac{I' t_m}{2} \dots \dots \dots (2.24)$

En tenant compte que :  $t_m = I \cdot \frac{I'}{E}$

(2.24) devient :

$$W_{on} = I \cdot \frac{V_{sat} \cdot I^2}{2E} \dots\dots\dots (2.25)$$

Les pertes en conduction peuvent être formulées de deux façons différentes, selon qu'il s'agit d'un transistor bipolaire ou d'un transistor MOS .

Dans un transistor bipolaire, dont la saturation est caractérisée par une tension de saturation (ou de déchet ), les pertes en conduction se calculent à partir de l'expression :

$$P_{con} = \frac{V_{ce_{sat}}}{2\pi} \int_0^{\theta_c} i \cdot d\theta \dots\dots\dots (2.26a)$$

où  $V_{sat}$  : la tension de saturation

$i$  : le courant conduit

$\theta_c$  : l'angle de conduction

Dans un transistor MOS de puissance, dont la saturation est caractérisée par une résistance de saturation, les pertes en conduction se calculent à partir de l'expression :

$$P_{con} = \frac{R_{DS_{on}}}{2\pi} \int_0^{\theta_c} i^2 \cdot d\theta \dots\dots\dots (2.26b)$$

où  $R_{DS_{on}}$  : résistance de saturation (ou résistance passante)

Le calcul des pertes à la fermeture et en conduction dans un IGBT n'est pas fondamentalement différente de celui utilisés dans des transistors MOS ou bipolaire. C'est à l'ouverture d'un IGBT qu'une situation nouvelle se présente. La coupure du courant se fait en deux temps et à deux vitesses différentes (figure 2.6).

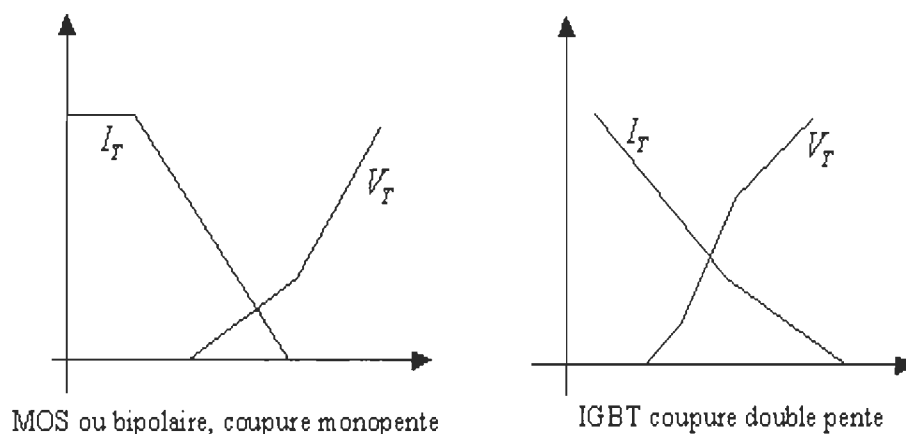


Figure 2.6 : La coupure du courant dans un IGBT

Par conséquent, l'expression (2.22) établie dans le cas d'une coupure monopente ne peut être à priori appliquée pour calculer les pertes lors de l'ouverture d'un IGBT.

La nécessité de faire des calculs analytiques simples, nous amène à considérer de nouvelles formes de coupures de courants et d'analyser la précision des calculs qui en découlent.

Nous considérons deux manières de décomposer le profil idéalisé du courant à l'ouverture, qui correspondent à deux cas que nous appelons le cas de nonsaturation et le cas de sursaturation.

Pour chaque cas, nous faisons un calcul rigoureux à partir du profil idéalisé et des calculs approchés à partir de distributions plus simples du courant à l'ouverture de l'énergie perdue. Puis, nous comparons les erreurs relatives générées par l'utilisation de chaque distribution simple.

Nous discutons aussi l'intérêt que peut présenter l'utilisation d'un procédé de calcul numérique (approximation par les moindres carrés) pour résoudre le problème du calcul de l'énergie perdue à l'ouverture.

### 2.2.2 Pertes de puissance

L'analyse thermique des composants électroniques est fondamentalement **non linéaire**. Car si le champ de température régnant dans un dispositif dépend de sa propre chaleur générée, cette même chaleur est, en électronique de puissance, fonction de l'état thermique des sources, selon des lois électriques associées à une nature physique semi-conducteur. C'est cette interaction, dont la schématisation apparaît un système bouclé, que nous désignerons couplage électrothermique.

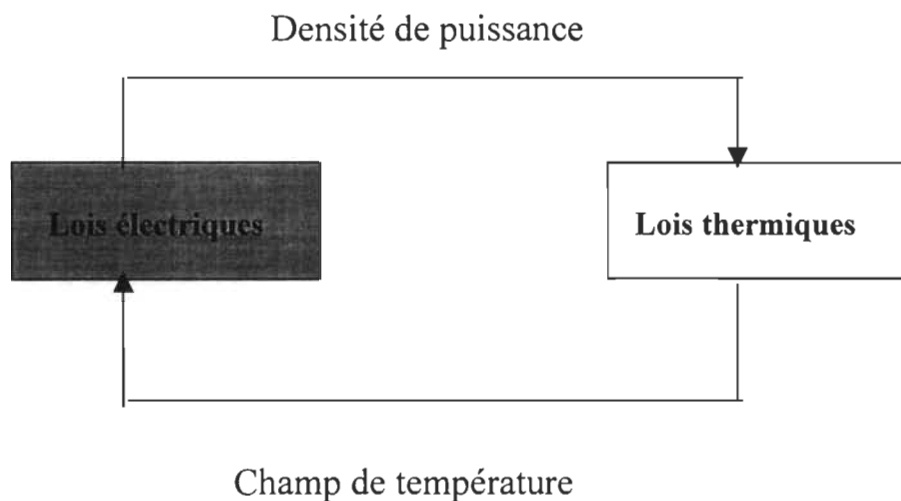


Figure 2.7: Schéma de principe du couplage électrothermique

Trois types de pertes sont à considérer, correspondant aux diverses phases de fonctionnement d'un interrupteur de puissance :

Les pertes statiques (ou pertes de conduction), associés à l'état passant de l'interrupteur, les pertes au blocage, associée à l'état ouvert de l'interrupteur,

Les pertes dynamiques (ou pertes en commutation), associées aux changements d'état, (ouverture et fermeture).

En notant  $v(t)$  et  $i(t)$  les ondes respectivement de tension aux bornes de l'interrupteur, et de courant dans l'interrupteur, et  $T$  la période de ces signaux, la puissance totale dissipée dans le composant est donnée par :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T v(t).i(t).dt \quad \dots\dots\dots(2.28)$$

Il nous faut bien choisir une structure de puissance qui définira l'allure des signaux  $v(t)$  et  $i(t)$ . Nous avons opté pour la cellule de commutation la plus élémentaire.

Nous exigerons, dans tout ce qui suit, la puissance dissipée durant la phase de tenue en tension, et que le régime thermique sera supposée stationnaire.

- **Pertes statiques** : Durant la phase de conduction, le courants  $i(t)$ , que nous noterons  $i_p(t)$ , est imposé par le circuit de puissance. Par contre contrôle de la chute de tension direct  $v(t)$  à l'état passant que nous noterons  $V_p(t)$ , appartient quant à lui au semi-conducteur. La loi d'évolution de la tension directe avec le courant conduit définit la caractéristique directe du composant, dont l'allure la plus usuelle est présentée dans la figure 2.8.

Cette caractéristique permet de définir deux paramètres :

- $V_o$  paramètre de type ``la tension de seuil``,
- $r_o$  paramètre ohmique essentiellement représentatif de la résistivité de la zone centrale du dispositifs (après ou avant modulation), et de celle d'un éventuel canal (pour les dispositifs à commande électrostatique dont le canal participe à la conduction).

On écrira donc, pour la chute de tension directe:

$$V_P = V_O + r_o I_P \quad \dots\dots\dots(2.29)$$

Et pour la puissance statique , dans des conditions stationnaires du régime thermique :

$$P_{cond} = V_o (i_p(t)) + r_o (i_p^2(t)) \dots\dots\dots(2.30)$$

Quand à la modélisation, on pourra la rattacher à l'expérimentation, ou à un développement limité au premier ordre :

$$\begin{cases} V_o = V_{oo} - a.T_j \\ r_o = r_{oo} + b.T_j \end{cases} \dots\dots\dots(2.31)$$

Avec :

$V_{oo}$  : tension de seuil à  $0^\circ C$

$a$  : coefficient de température de la tension de seuil

$r_{oo}$  : résistance à  $0^\circ C$

$b$  : coefficient de température de la résistance

En définitive, la chute de tension directe :

$$V_p = (V_{oo} - aT_j) + (r_{oo} + bT_j)I_p \dots\dots\dots(2.32)$$

relation permettant, de définir explicitement un paramètre caractéristique du comportement électrothermique du composant.

Il s'agit du coefficient de température de la chute de tension directe :

$$\frac{\partial V_p}{\partial T_j} = bI_p - a \dots\dots\dots(2.33)$$

Coefficient faisant en particulier apparaître deux zones de conduction bien distinctes, suivant le niveau du courant injecté :

Une zone de comportement électrothermique négatif, définie par  $I_p < I_o$

Une zone de comportement électrothermique positif, définie par  $I_p > I_o$

$I_o$  étant le niveau de courant annulant le coefficient de température. Cette grandeur, donnée par :

$$I_o = a / b$$

Dépend de la nature du dispositif. Nulle pour les transistors MOS de puissance, elle est, pour les diodes de puissance classiques, toujours supérieure au courant nominal. L'IGBT récent à un  $I_o$  intermédiaire, inférieur (dans un rapport 1/3 à 2/3 , suivant le compromis MOS-bipolaire réalisé ) au courant nominal <<fournis par le constructeur>>.

- **Perte dynamique** : Une des particularités de la modélisation des pertes statiques est son caractère général. En effet, la structure de puissance intervient à travers de l'onde de courants  $i_p(t)$  qu'elle impose au dispositif semi-conducteur durant la phase de conduction. Le potentiel  $V_p(I_p, T_j)$  étant du seul ressort du composant, la stratégie de caractérisation de l'état passant s'en trouve grandement facilitée.

À l'inverse, les phases de transition ne peuvent être appréhendées de la même façon, en découplant le circuit du composant.

Interviennent, selon une liste non exhaustive :

- Le type de commutation : forcée, assisté, zéro de courant , zéro de tension,....
- Les fronts de tension et de courants, l'amplitude des courants et de tension découpés,
- Les éléments parasites : inductances, capacités,....
- Le composant étudié et les autres composants actifs du circuit : temps de commutation, courant de traînage, courants de recouvrement, température,...



### 2.2.3 Pertes à la fermeture

Pendant cette phase d'amorçage, on considère un courant constant dans la charge, l'interrupteur et la diode antiparallèle sont traversés par des courants complémentaires. Par conséquent, l'étude de la commutation de l'interrupteur à la fermeture doit prendre en compte les phénomènes liés à l'ouverture de la diode. En second lieu, le front de courant étant contrôlé par l'interrupteur, la tension à ses bornes lui sera imposée, par la tension  $E$  d'alimentation du montage bien sur, mais également par l'inductance parasite de la cellule de commutation, ou inductance de maille  $L_m$ .

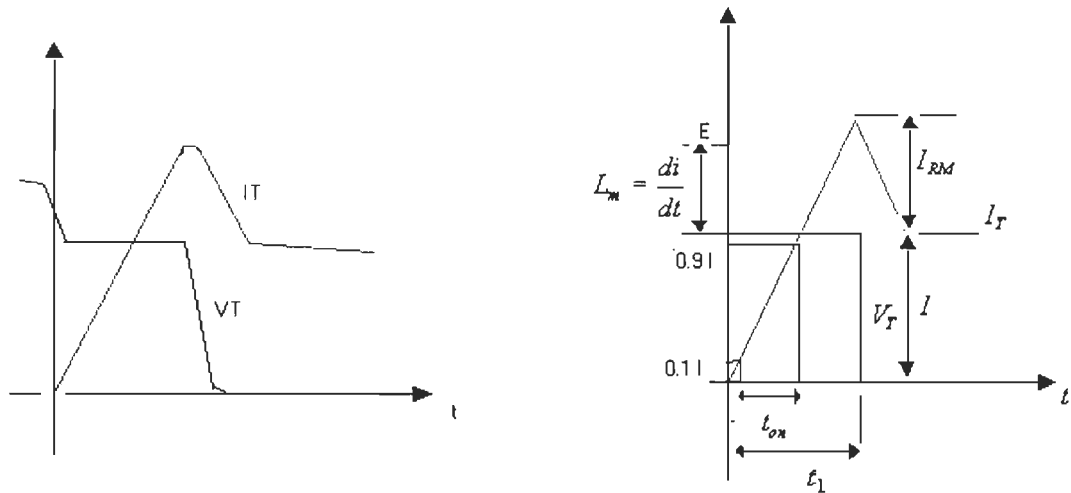


Figure 2.8 : Ondes réelles et idéalisées de tension et de courant à la fermeture.

Sur la base des ondes idéalisées, on peut établir les énergies dissipées à la fermeture en fonction de la tension et du courant commutés :

$$W_{on} = k_{on} EI - k'_{on} I^2 \dots\dots\dots(2.34)$$

En utilisant les notations de la figure 2.8 :

$$\begin{cases} k_{on} = 0.4 \cdot \frac{t_1^2}{t_{on}} \\ k'_{on} = 0.32 \cdot \frac{t_1^2}{t_{on}^2} \cdot L_m \end{cases} \dots\dots\dots(2.35)$$

Les coefficients dépendent, outre des caractéristiques dynamiques de l'interrupteur, de celles de la diode, de l'inductance de maille, et d'une façon générale de la tension et du courant commutés.

### 2.2.4 Pertes à l'ouverture

L'ouverture d'un IGBT s'effectue, vis-à-vis du courant, en deux parties toujours bien distinctes.

La première, très rapide, correspond au blocage de la fonction MOS de l'interrupteur, et occasionne une surtension due à l'indépendance de la cellule de commutation.

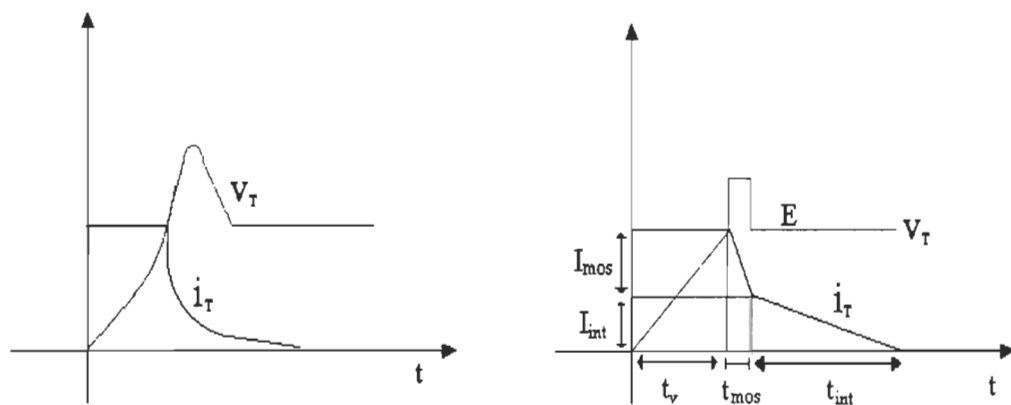


Figure 2.9 : Ondes réelles et idéalisées de tension et de courant à l'ouverture

Dès lors apparaît le recouvrement de la fonction bipolaire PNP, et ce, comme il est coutume de la qualifier pour la circonstance (base en l'air) comme le montre le figure 2.9.

Il en résulte un changement net de pente dans la décroissance du courant. Cette seconde phase, dites de drainage, caractérisée par son amplitude initiale  $I_{\text{int}}$  et sa durée  $t_{\text{int}}$ , se produit sous pleine tension, et est donc relativement dissipative.

En notant  $W_{\text{off}}$  l'énergie dissipée à l'ouverture, on a :

$$W_{\text{off}} = K_{\text{off}} . E . I + K'_{\text{off}} . I^2 \dots\dots\dots(2.36)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{\text{off}} = \frac{t_v}{2} + \frac{2\beta + 1}{2(\beta + 1)} t_{\text{mos}} + \frac{\beta}{2(\beta + 1)} t_{\text{int}} \\ K'_{\text{off}} = \frac{2\beta + 1}{2(\beta + 1)^2} . L_m \\ \beta = \frac{I_{\text{int}}}{I_{\text{mos}}} \end{array} \right. \dots\dots\dots(2.37)$$

### 2.2.5 Calcul à partir d'une première décomposition du courant

#### - cas de non saturation

Le transistor IGBT est supposé être utilisé dans la cellule élémentaire, schématisée par la figure 2.10 et muni d'un circuit d'aide à l'ouverture.

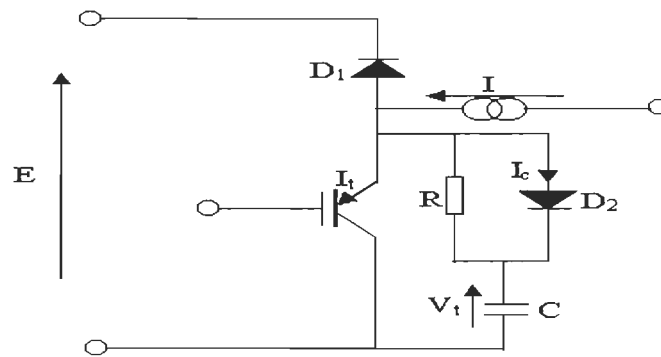


Figure 2.10 : Cellule de commutation dure

Au blocage, le courant dans l'IGBT peut être considéré comme la somme de deux courants  $I_{T_1}$  et  $I_{T_2}$  (figure 2.11)

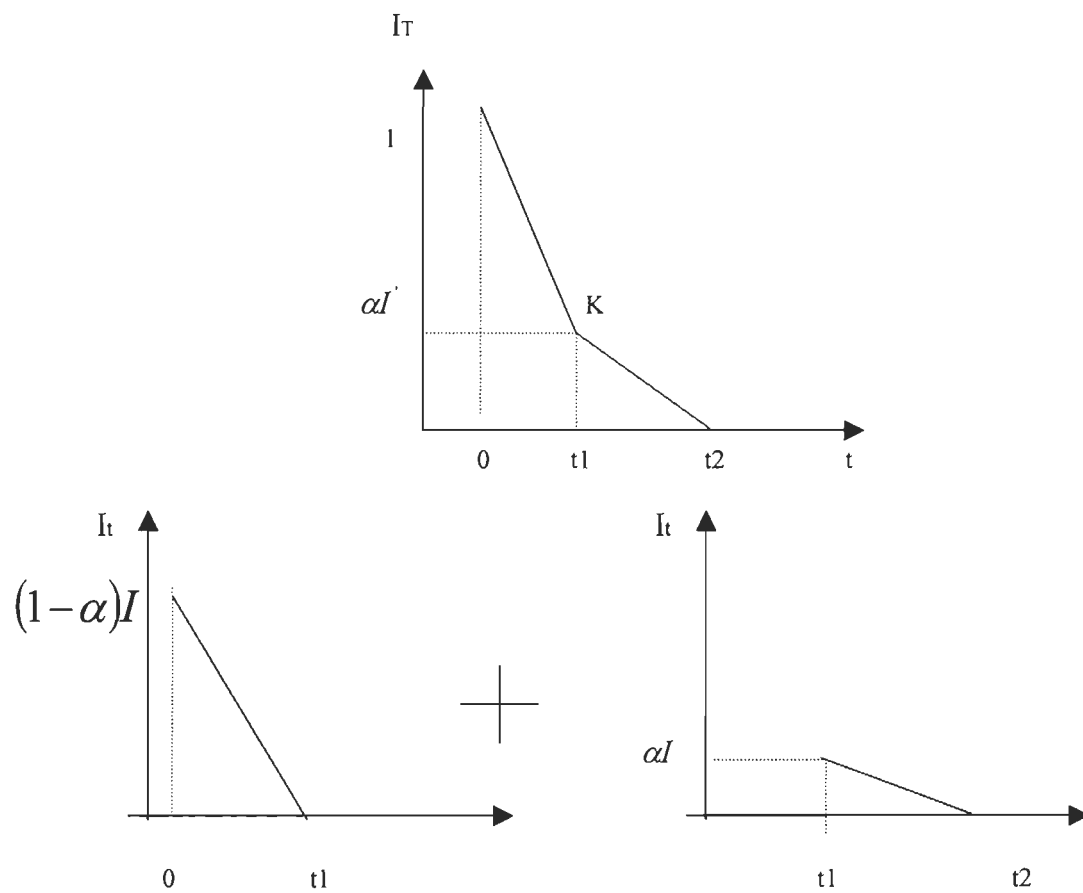


Figure 2.11 : Première décomposition du courant

Le coefficient ( $\alpha'$ ), mesurant l'amplitude de la cassure (point K) est différent du gain interne en courant ( $\alpha$ ) de l'IGBT, ils sont liés par la relation :

$$\alpha \left( 1 - \frac{t_1}{t_2} \right) = \alpha' \dots\dots\dots (2.38)$$

Les courants  $I_{T_1}$  et  $I_{T_2}$  représentent respectivement les coupures de courant dans le canal MOS vu à l'entrée, et dans la structure PNP vue à la sortie de l'IGBT .

Le commencement de la décroissance de  $I_{T_2}$  ne présente aucun retard par rapport à celui de  $I_{T_1}$  . Ce qui équivaut à un temps de stockage nul de la structure PNP . d'où l'appellation du cas de non saturation.

Nous noterons que cette configuration constitue un cas de fonctionnement limite.

### - Calcul de l'énergie dissipée

#### - Calcul rigoureux

#### - Énergie perdue dans la 1<sup>e</sup> phase ([0, $t_1$ ])

À partir de l'équation du courant dans le transistor :

$$0 \leq t \leq t_1 \dots\dots\dots \Rightarrow I_T = I_{T_1} + I_{T_2} = I \left\{ 1 - \left( \frac{1-\alpha}{t_1} + \frac{\alpha}{t_2} \right) t \right\} \dots\dots\dots (2.39)$$

Nous déduisons l'expression du courant dans le condensateur ( $I_C$ ) :

$$I_C = I - I_T = I \left( \frac{1-\alpha}{t_1} + \frac{\alpha}{t_2} \right) t \dots\dots\dots (2.40)$$

Et celle de la tension  $V_T$  aux bornes de l'association en parallèle du transistor et du condensateur :

$$V_T(t) = \frac{1}{C} \int_0^t I_c dt' = \frac{I}{2C} \left( \frac{1-\alpha}{t_1} + \frac{\alpha}{t_2} \right) t^2 \dots\dots\dots(2.41)$$

Le condensateur est supposé totalement déchargé à l'instant  $t=0$ .

L'énergie perdue pendant l'intervalle de temps  $[0, t_1]$  se calcule à partir de :

$$W_1 = \int_0^{t_1} I_T \cdot V_T \cdot dt \dots\dots\dots(2.42)$$

En remplaçant  $I_T$  et  $V_T$  par leurs expressions, l'intégration du produit aboutit à :

$$W_1 = \frac{I^2}{2C} \left( \frac{1-\alpha}{t_1} + \frac{\alpha}{t_2} \right) \left\{ \frac{t_1^3}{3} - \left( \frac{1-\alpha}{t_1} + \frac{\alpha}{t_2} \right) \frac{t_1^4}{4} \right\} \dots\dots\dots(2.43)$$

Après développement il vient :

$$W_1 = \frac{I^2}{C} \left( \frac{1-\alpha}{6} - \frac{(1-\alpha)^2}{8} \right) t_1^2 + \left\{ \frac{\alpha}{6} - \frac{\alpha(1-\alpha)}{4} \frac{t_1^3}{t_2} - \frac{\alpha^2}{8} \frac{t_1^4}{t_2^2} \right\} \dots\dots\dots(2.44)$$

### - Énergie dissipée dans la 2eme phase $[t_1, t_2]$

À partir de l'équation du courant dans le transistor :

$$t_1 \leq t \leq t_2 \dots\dots\dots \Rightarrow I_T = I_{T_2} = \alpha \left( 1 - \frac{t}{t_2} \right) \dots\dots\dots(2.45)$$

nous déduisons la tension à ses bornes :

$$V_T(t) = \frac{1}{C} \int_{t_1}^t (I - I(t')) dt' + V_T(t_1) = \frac{1}{C} \left\{ (1-\alpha) \left( t - \frac{t_1}{2} \right) + \frac{\alpha}{2t_2} t^2 \right\} \dots\dots\dots(2.46)$$

d'où l'énergie perdue pendant l'intervalle  $[t_1, t_2]$  :

$$W_2 = \int_{t_1}^{t_2} I_T \cdot V_T \cdot dt$$

$$t_1 \leq t \dots \dots = \frac{\alpha}{C} \left\{ (1-\alpha) \left[ -\frac{t_1}{2} (t_2 - t_1) + \left( 1 + \frac{t_1}{2t_2} \right) \left( \frac{t_2^2 - t_1^2}{2} \right) - \frac{t_2^3 - t_1^3}{3t_2} \right] + \frac{\alpha}{2t_2} \left[ \frac{t_2^3 - t_1^3}{3} - \frac{t_2^4 - t_1^4}{4t_2} \right] \right\} \dots (2.47)$$

Après développement, il vient :

$$W_2 = \frac{I^2}{C} \left\{ \alpha \frac{4-3\alpha}{24} t_2^2 - \frac{\alpha(1-\alpha)}{4} t_1 t_2 + \alpha \frac{1-3\alpha}{12} \frac{t_1^3}{t_2} + \frac{\alpha^2}{8} \frac{t_1^4}{t_2^2} \right\} \dots \dots \dots (2.48)$$

L'énergie perdue dans le transistor pendant la commutation est:

$$W = W_1 + W_2 = \frac{I^2}{24.C} \left\{ (1-\alpha)(1+3\alpha)t_1^2 + \alpha(4-3\alpha)t_2^2 - 6\alpha(1-\alpha)t_1 t_2 \right\} \dots \dots \dots (2.49)$$

En définissant un coefficient  $\beta$  tel que :  $t_2 = \beta \cdot t_1$

$$\text{L'expression (2.44) s'écrit alors : } W = \frac{I^2 \cdot t_1^2}{24.C} \cdot \frac{g(\alpha, \beta)}{\beta^2} \dots \dots \dots (2.50)$$

$$\text{Avec } g(\alpha, \beta) = (1-\alpha)(1+3\alpha) - 6\alpha(1-\alpha)\beta + (4-3\alpha)\beta^2 \alpha$$

La forme de l'expression de W est d'une utilisation peu commode, et aucune simplification ne peut y être apportée. Nous cherchons dans la suite à faire des calculs approchés de l'énergie perdue dans le transistor, qui soient d'une plus grande commodité d'utilisation.

## - Calcul approché

### a- À partir des décroissances linéaire du courant

1<sup>er</sup> cas : le courant décroît linéairement entre les points (0,I) et  $(t_1, 0)$

l'énergie perdue est alors donnée par :

$$W_{DL_1} = \frac{I^2 t_1^2}{24.C} \dots\dots\dots (2.51)$$

Où 
$$W_{DL_1} = \frac{I^2 t_2^2}{24.C \beta^2}$$

2eme cas : le courant décroît linéairement entre les points (0,I) et  $(t_2,0)$ .

L'expression de l'énergie perdue devient :

$$W_{DL_2} = \frac{I^2 t_2^2}{24.C} \dots\dots\dots (C2.52)$$

### b- En considérant une décroissance par palier du courant

En considérant la distribution de courant représentée ci-dessous

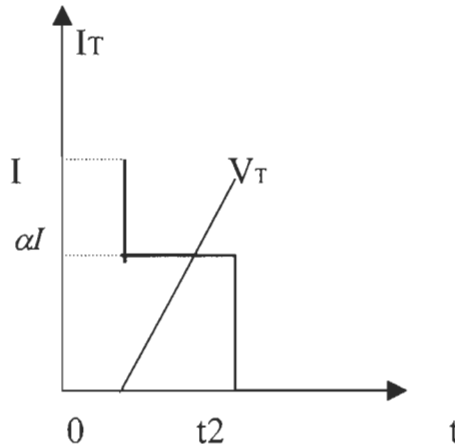


Figure 2.12 : Décroissance par palier

$$W_{DP} = \frac{I^2 t_2^2}{24.C} 12\alpha^2 \dots\dots\dots (2.53)$$

### - Précision des calculs approchés

Pour pouvoir discuter la précision des calculs approchés, nous définissons, par rapport au calcul rigoureux, les erreurs relatives suivantes :



$$S_2 = \left( \frac{\Delta W}{W} \right)_{DL_1} = \frac{W_{DL_1} - W}{W} = \frac{1 - g(\alpha, \beta)}{g(\alpha, \beta)} \dots\dots\dots (2.54)$$

$$S_3 = \left( \frac{\Delta W}{W} \right)_{DL_2} = \frac{W_{DL_2} - W}{W} = \frac{1 - g(\alpha, \beta)}{g(\alpha, \beta)} \dots\dots\dots (2.55)$$

$$S_1 = \left( \frac{\Delta W}{W} \right)_{DP} = \frac{W_{DL} - W}{W} = \frac{12\alpha^2 \beta^2 - g(\alpha, \beta)}{g(\alpha, \beta)} \dots\dots\dots (2.56)$$

Pour un gain interne en courant ( $\alpha$ ) égale à 0.18, 0.22, 0.25 et 0.3, nous traçons respectivement sur les figures 2.13 à 2.16 les évolutions des différentes erreurs relatives en fonction de  $\beta$ .

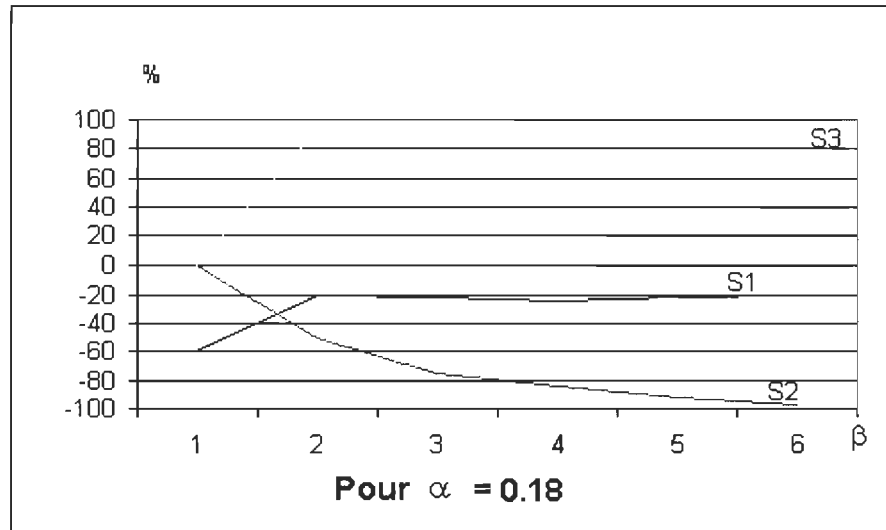
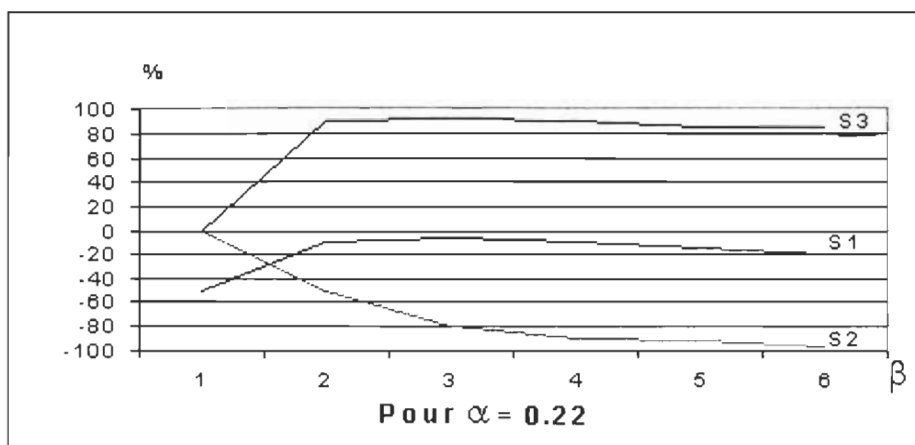
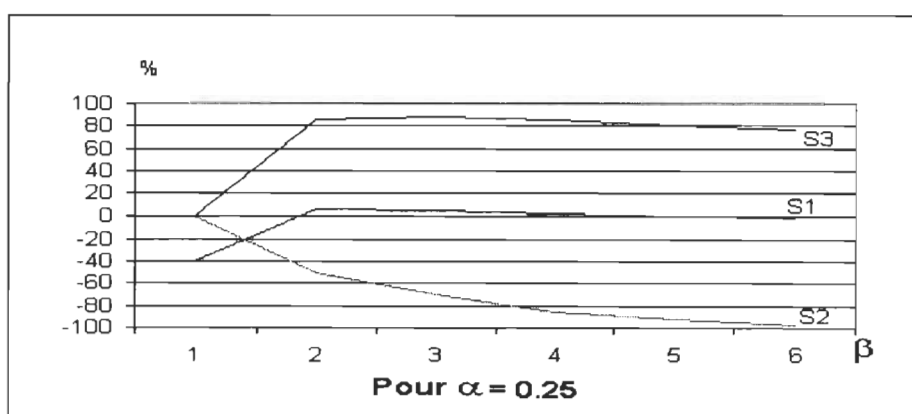
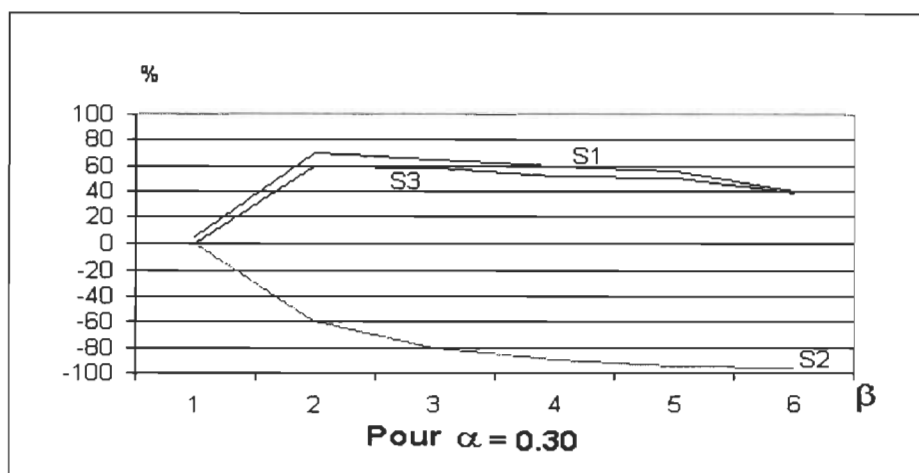


Figure 2.13 : Évolutions de l'erreur relative pour  $\alpha = 0.18$

Figure 2.14 : Évolutions de l'erreur relative pour  $\alpha = 0.22$ Figure 2.15 : Évolutions de l'erreur relative pour  $\alpha = 0.25$ Figure 2.16 : Évolutions de l'erreur relative pour  $\alpha = 0.30$

Sur les variations des erreurs relatives en fonction des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ , nous faisons les remarques suivantes :

- Sur  $\frac{\Delta W}{W_{DL_1}}$  : elle décroît d'une façon exponentielle de 0 à -100% en fonction de  $\beta$ . Cette décroissance est très légèrement accélérée par des valeurs croissantes de  $\alpha$ .  $W_{DL_1}$  aboutit toujours à des valeurs par défaut.
- Sur  $\frac{\Delta W}{W_{DL_2}}$  : après une décroissance rapide, elle décroît légèrement en fonction de  $\beta$ . La croissance du coefficient ( $\alpha$ ) réduit la dynamique de  $\frac{\Delta W}{W_{DL_2}}(\beta)$ .
- Sur  $\frac{\Delta W}{W_{DP}}$  : au delà d'une valeur de  $\beta$  voisine de 2 , elle peut être considérée comme constante. L'action du coefficient  $\alpha$  s'apparente à une action additive.

En effet, pour des valeurs constantes de  $\alpha$ , les courbes  $\frac{\Delta W}{W_{DP}}(\beta)$  subissent

des translations dans la direction des  $\frac{\Delta W}{W}$  positives .

Ces courbes montrent que pour des valeurs de  $\alpha$  allant jusqu'à 0.25, le calcul basé sur la descente en palier introduit les plus faibles erreurs relatives.

De ce fait, le calcul le plus précis, par rapport aux autres calculs approchés, est celui fait à partir de  $W_{DL_2}$  .

En pratique, les couples  $(\alpha, \beta)$ , données par l'IGBT, ne sont pas quelconques.

- le coefficient  $\alpha$  est fixé lors de la fabrication du composant, il est donc indépendant de l'utilisation. pour l'IGBT .

En général  $\alpha$  est considéré comme compris entre 0.2 et 0.3.

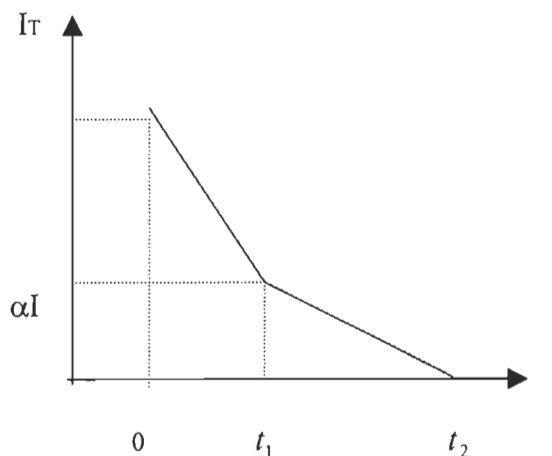
- $\beta = \frac{t_2}{t_1}$ . De même que  $\alpha$ ,  $t_2$  est déterminé principalement par la conception du composant. Par contre  $t_1$ , et par la suite  $\beta$ , sont fonction de la commande.

En effet,  $t_1$  mesure le temps de la coupure du courant dans le canal MOS de l'IGBT. Or cette coupure est contrôlée par la commande, par le biais de la décharge de la capacité vue à l'entrée de l'IGBT.

#### - Cas de sursaturation :

Les calculs présentés précédemment sont les corollaires d'une façon de décomposer le courant à l'ouverture qui n'est pas unique. Nous présentons ci- dessous l'une des façons et les calculs qui en découlent.

Le courant  $I_T$  est considéré comme la résultante de deux composantes  $I'_{t_1}$  et  $I'_{t_2}$



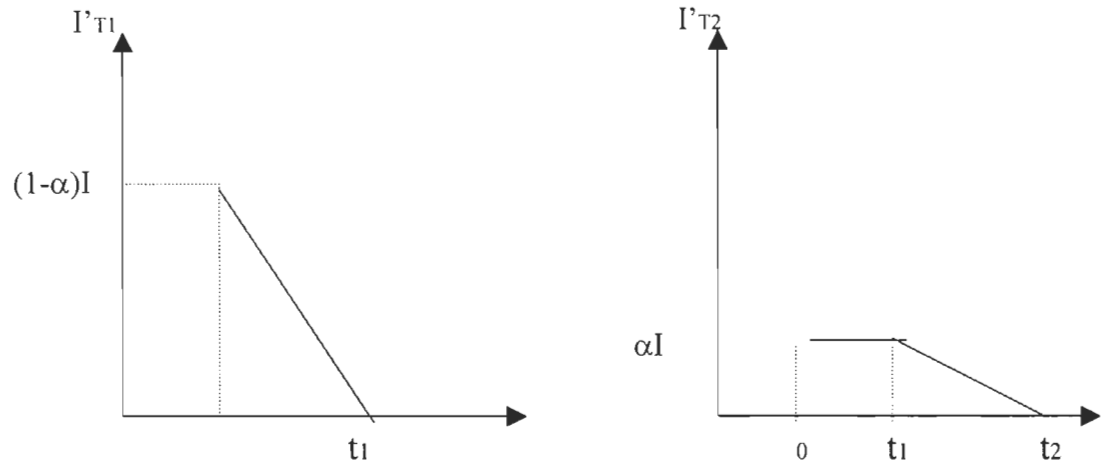


Figure 2.17 : Décomposition de  $I_T$  en  $I'_{T_1}$  et  $I'_{T_2}$

Cette fois, l'amplitude de la cassure est mesurée directement par le gain interne en courant ( $\alpha$ ) .  $I'_{T_2}$  reste constant pendant toute la durée d'extinction de  $I'_{T_1}$ .

Ce qui représente un temps de stockage de la structure PNP égal à  $t_1$ , d'où l'appellation : cas de sursaturation.

### - Calcul rigoureux

#### - Énergie perdue dans la 1ere phase $[0, t_1]$

A partir de l'équation du courant dans le transistor :

$$I_T(t) = I - (1-\alpha)I \cdot \frac{t}{t_1} \dots\dots\dots(2.57)$$

Nous déduisons l'expression de la tension à ses bornes :

$$V_T(t) = \frac{1}{C} \int_0^t I_T(t') dt' = \frac{1-\alpha}{C} I \frac{t^2}{2t_1} \dots\dots\dots(2.58)$$

( on suppose que  $V_T(t=0)$  est nulle)

Et celle de l'énergie perdue

$$\begin{aligned}
 W'_1 &= \int_0^t V_T(t) I_T(t) dt \\
 &= \frac{1-\alpha}{2C} I^2 t_1^2 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{1-\alpha}{4} \right\} \dots\dots\dots (2.59)
 \end{aligned}$$

### - Énergie perdue dans la 2eme phase [t<sub>1</sub>,t<sub>2</sub>] :

La même démarche, que ci-dessous, est suivie. Les expressions de  $I_T, V_T$  et  $W'_2$ , après simplifications, sont :

$$V_T(t) = \frac{(1-\alpha)}{C} I(t-t_1) + \frac{\alpha I}{2C} \frac{(t-t_1)}{t_2-t_1} + \left( V_T(t_1) = \frac{(1-\alpha)}{2.C} I.t_1 \right)$$

$$I_T(t) = \alpha I \left( 1 - \frac{t-t_1}{t_2-t_1} \right) \dots\dots\dots (2.60)$$

$$W'_2 = \frac{I^2}{C} \left\{ \frac{\alpha(4-3\alpha)}{24} (t_2-t_1)^2 + \frac{(1-\alpha)\alpha}{4} + t_1(t_2-t_1) \right\} \dots\dots\dots (2.61)$$

L'énergie perdue dans le transistor pendant la commutation est:

$$W' = W'_1 + W'_2 \dots\dots\dots (2.62)$$

Tout calcul fait, elle s'écrit sous la forme :

$$W' = \frac{I^2 . t_2^2}{24.C} \left\{ \frac{(1-\alpha\beta)^2}{\beta^2} + 4\alpha(1-\alpha) \right\} \dots\dots\dots (2.63)$$

Ou encore :

$$W' = \frac{I^2 . t_2^2}{24 . C} \frac{g'(\alpha, \beta)}{\beta^2}$$

avec  $t_2 = \beta.t_1$

$$g'(\alpha, \beta) = 1 - 3(\alpha\beta)^2 + 2\alpha\beta(\beta - 1) \dots\dots\dots(2.64)$$

### - Calculs approchés et précision

Les calculs approchés aboutissent à des formulations identiques à celles du cas de non saturation. Nous noterons :

$$W'_{DL_1} = \frac{I^2.t_2^2}{24.C} \frac{1}{\beta^2} \dots\dots\dots(2.65)$$

$$W'_{DL_2} = \frac{I^2.t_2^2}{24.C} \dots\dots\dots(2.66)$$

$$\text{et } W'_{DP} = \frac{I^2.t_2^2}{24.C} 12\alpha^2 \dots\dots\dots(2.67)$$

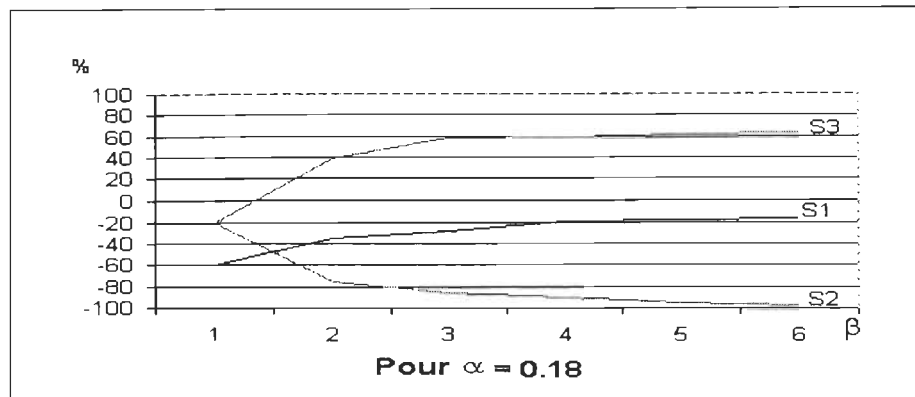
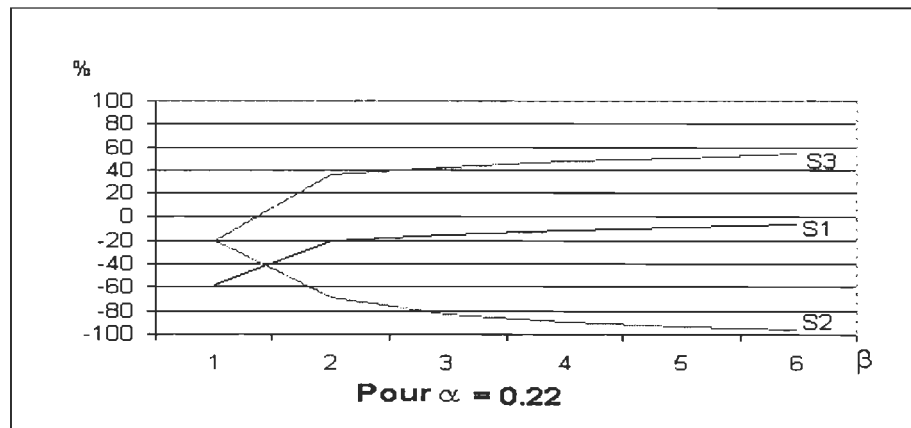
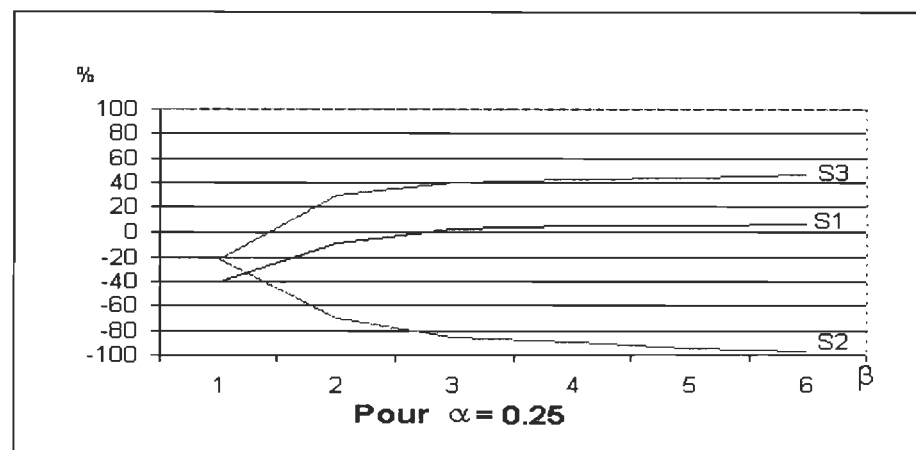
Par contre leur précision, par rapport au calcul rigoureux, varient. Nous traçons sur les figures 2.18 à 2.21 l'évolution des erreurs relatives :

$$S_2 = \left( \frac{\Delta W}{W} \right)'_{DL_1} = \frac{1}{g'(\alpha, \beta)} - 1 \dots\dots\dots(2.68)$$

$$S_3 = \left( \frac{\Delta W}{W} \right)'_{DL_2} = \frac{\beta^2}{g'(\alpha, \beta)} - 1 \dots\dots\dots(2.69)$$

$$S_1 = \left( \frac{\Delta W}{W} \right)'_{DP} = \frac{12\alpha^2\beta^2}{g'(\alpha, \beta)} - 1 \dots\dots\dots(2.70)$$

En fonction de  $\beta$  et pour des gains internes  $\alpha = 0.18, 0.22, 0.25$  et  $0.3$ .

Figure 2.18 : Évolutions de l'erreur relative pour  $\alpha = 0.18$ Figure 2.19 : Évolutions de l'erreur relative pour  $\alpha = 0.22$ Figure 2.20 : Évolutions de l'erreur relative pour  $\alpha = 0.25$



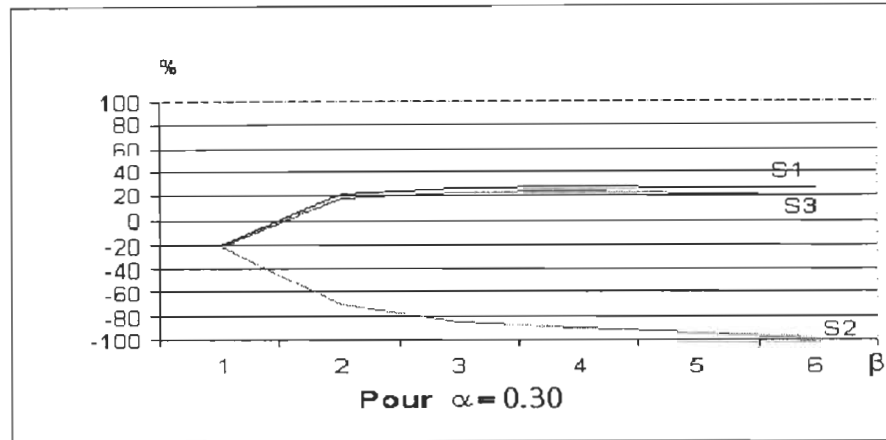


Figure 2.21 : Évolutions de l'erreur relative pour  $\alpha = 0.30$

Sur l'évolution des différentes erreurs relatives des remarques semblables aux précédentes peuvent être faites :

- Sur  $\frac{\Delta W'}{W'_{DL_1}}$  : son comportement est semblable à celui de  $\frac{\Delta W}{W_{DL_1}}$ , sauf que l'origine (à  $\beta=1$ ) se déplace légèrement vers le haut quand  $\alpha$  augmente.
- Sur  $\frac{\Delta W'}{W'_{DL_2}}$  : au delà de  $\beta=2$ ,  $\frac{\Delta W'}{W'_{DL_2}}$  est pratiquement constante mais sa valeur diminue rapidement quand  $\alpha$  augmente.
- Sur  $\frac{\Delta W'}{W'_{DP}}$  : comme  $\frac{\Delta W'}{W'_{DL_2}}$  elle est constante au delà d'une valeur de  $\beta$  voisine de 2. Quand  $\alpha$  augmente, les courbes  $\frac{\Delta W'}{W'_{DL_2}}(\beta)$  se traduisent vers le sens positif de l'axe  $\frac{\Delta W'}{W'}$ . D'où l'action additive de  $\alpha$ .

### 2.3.6 Calcul numérique

Grâce à l'expansion des calculateurs de toute taille, et de toute capacité, le recours aux techniques du calcul numérique est devenu systématique chaque fois qu'un problème physique conduit à une formulation mathématique qui ne peut (ou ne semble ) être résolue d'une façon analytique.

L'électronique de puissance peut bénéficier de `` la popularisation`` du calcul numérique. Lors de l'étude de l'IGBT, en saturation, nous avons donné un premier exemple de cette utilité, en appliquant une technique d'interpolation. Nous donnons ci-dessous un deuxième exemple, en utilisant une technique de lissage.

Après avoir examiné les différentes opportunités offertes par le calcul analytique nous proposons une détermination de nature numérique des pertes (ou de l'énergie perdue), et qui va consister à approximer le courant et la tension par formes polynomiales

Grandeurs réelles- signaux discrets- :  $n=(0,.....,N). I_T(n\Delta t) = I_T(t_n)/t$

$$V_T(n\Delta t) = V_T(t_n) \dots\dots\dots (2.71)$$

Grandeurs approximées- signaux continus- :  $i_T(t) = \sum_{i=0}^L a_i t^i \quad V_T(t) = \sum_{i=0}^L b_i t^i$

Les coefficient  $a_i$  et  $b_i$  sont déterminés par l'application du critère des moindres carrées. Ils sont alors les solutions des équations

$$p= 0,.....,L \quad \sum_{i=0}^N \left( I_T(t_n) - \sum_{i=0}^L a_i t_n^i \right) (-t_n^p) = 0 \dots\dots\dots (2.72)$$

$$\sum_{n=0}^N \left( V_T(t_n) - \sum_{i=0}^L b_i t_n^i \right) (-t_n^p) = 0 \dots\dots\dots (2.73)$$

Ces équations se résolvent d'une façon algébrique. En effet, elles s'écrivent sous la forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} N+1 \sum_{n=0}^N t_n & \dots & \sum_{n=0}^N t_n^L \\ \sum_{n=0}^N t_n & \dots & \sum_{n=0}^N t_n^{L+1} \\ \sum_{n=0}^N t_n^L & \dots & \sum_{n=0}^N t_n^{2L} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} X_0 \\ X_1 \\ \vdots \\ X_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{n=0}^N Y(t_n) \\ \sum_{n=0}^N Y(t_n) * t_n^1 \\ \vdots \\ \sum_{n=0}^N Y(t_n) * t_n^L \end{pmatrix}$$

$$[T] * [X] = [Y]$$

avec dans le cas du courant  $X_i = a_i$  et  $y(t_n) = I_T(t_n)$

dans le cas de la tension  $X_i = b_i$  et  $y(t_n) = V_T(t_n)$

d'où :

$$[X_i] = [T]^{-1} \cdot [Y]$$

Dès lors, les pertes se calculent facilement à la suite de l'intégration d'un polynôme :

$$P = F \cdot \left( W = \int_{off}^L \sum_{i=0}^L a_i \cdot t^i \cdot \sum_{i=0}^L b_i t^i \cdot dt \right) \dots \dots \dots (2.74)$$

F : fréquence de commutation

$t_{off}$  : durée de la commutation (fermé → bloqué)

L'application de cette technique de lissage est bien adaptée aux calculs des pertes puisque :

- D'une part, les formes d'ondes simples du courant et de la tension autorisent des troncatures de faibles degré ( $L$  de l'ordre de 5). Ce qui permet une économie en temps de calcul et surtout des erreurs d'arrondies faibles.
- D'autre part, le traitement qu'on réserve aux grandeurs approximées (une intégration) correspond à l'esprit de la méthode des moindres carrés. Les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  sont déterminés, non pas pour que les grandeurs approximées coïncident avec les grandeurs réelles en certains points, mais pour que la somme des carrés de leurs écarts soit minimale.

### 2.3.7 Conclusion

Suivant la façon de décomposer le courant dans l'IGBT ( $I_T$ ), la valeur calculée de l'énergie perdue n'est pas la même, car le procédé de calcul des énergies (ou des pertes) n'est pas linéaire.

Les deux décompositions étudiées précédemment correspondent à des cas de fonctionnements extrêmes, le temps de stockage de la structure PNP va de zéro à  $t_1$ . Les cas réels sont alors bornés par les cas de nonsaturation et de sursaturation.

Le calcul basé sur la décroissance par palier est peu dépendant de la décomposition du courant.

## *Chapitre 3*

# *Les caractéristiques thermiques de l'IGBT*

### **3.1. Mode de transmission de chaleur**

#### **3.1.1 Introduction**

La conception d'un interrupteur de puissance fiable et performant nécessite le recours à une étude thermique aux particularités géométriques et structurelles des composants électroniques de puissance.

L'analyse de transferts de chaleur dans les composants de l'électronique de puissance, repose sur les lois fondamentales de la théorie générale des transferts de chaleur. Ces particularités résident essentiellement dans la géométrie et la structure des dispositifs, et dans les sources de chaleur.

On distingue habituellement trois modes différentes de transmission: la conduction, le rayonnement et la convection [25-27].

L'écoulement de la chaleur dans les composants électroniques étant essentiellement de type conductif les deux autres modes interviennent surtout dans les échanges avec l'environnement extérieur [25].

On ne peut se lancer dans l'analyse thermique des composants sans un développement particulier sur ces modes de transmission.

### 3.1.2 Rappel : Conduction, Convection et Rayonnement

- **Conduction** : C'est le transfert de chaleur provoqué par la différence de température entre deux régions d'un milieu matériel, ou entre deux milieux matériels en contact physique .

Dans le mode d'échange par convection, la transmission de la chaleur se fait dans les fluides, les liquides où les gaz en mouvement. Ces cas se rencontrent souvent dans l'échange entre une paroi et un fluide.

La loi fondamentale de la conduction thermique, établie par Fourier sur la base de certaines expériences, s'exprime mathématiquement par la proportionnalité, en tout point d'un corps isotrope, de la densité de flux au gradient de température

$$\varphi = -K \cdot \vec{\text{grad}}(T) \dots\dots\dots(3.1)$$

Cette loi traduit le fait que l'énergie thermique se propage des points les plus chauds vers les plus froids, et que le flux est d'autant plus intense que l'écart de température par unité de longueur est grand.

Le coefficient de proportionnalité K est la conductivité thermique du corps considéré, et s'exprime en W/(mK). Elle peut varier d'un point à l'autre du corps.

La connaissance de la conductivité thermique des matériaux reste un problème majeur.

Cette grandeur dépend d'un certain nombre de paramètres :

- Nature chimique du matériau ,
- Nature de la phase considérée (solides, liquides, gazeuses), et de la température.

En d'autres termes, la loi de Fourier est non linéaire, en appliquant le premier principe de la thermodynamique à un élément de volume indéformable et au repos (la variation d'énergie interne du système est égale à l'énergie thermique entrant dans le volume au travers de la surface limite, ajoutée de la chaleur dégagée par les sources internes).

On obtient finalement l'équation :

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{dT}{dt} = \text{div} [k \cdot \text{grad} (T)] + q \quad \dots\dots\dots (3.2)$$

avec :

$\rho$  : masse volumique du corps  $[kg / m^3]$

$C_p$  : chaleur spécifique du corps  $[J / (kg.K)]$

$q$  : densité volumique des sources internes  $[W / m^3]$

dans le cas particulier d'un corps homogène et de conductivité indépendante de la température l'équation devient:

$$\frac{\rho \cdot c_p}{k} \cdot \frac{dT}{dt} = \Delta T + \frac{q}{k} \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

la quantité  $k/(\rho \cdot C_p)$ , appelée diffusivité thermique  $\left( \frac{m^2}{s} \right)$  caractérise la vitesse de diffusion de la chaleur dans le matériau.

- **Convection** : C'est le transfert d'énergie par mouvement macroscopique d'un fluide .

On distingue deux types de phénomènes convectifs:

- La convection naturelle, ou libre, pour laquelle le mouvement provient de l'action simultanée de différences de température existant au sein du milieu, et d'un champ de force massique.

- La convection forcée, pour laquelle le mouvement est imposé par une action extérieure (pompe, ventilateur,.....).

La représentation exacte des processus de transfert par convection pose des problèmes des mécaniques des fluides souvent très difficiles à résoudre directement.

Cependant, comme on ne s'intéresse en général qu'à la quantité de chaleur échangée entre le fluide et une paroi solide, on introduit un coefficient d'échange superficiel  $h$  tel que la densité de flux de chaleur  $\varphi$ , à travers un élément de surface de la paroi, soit proportionnelle à la différence entre la température  $T$  de cet élément et une température moyenne du fluide  $T_a$  :

$$\varphi = h.[T-T_a] \dots\dots\dots(3.4)$$

Le coefficient  $h$  dépend :

- du type de convection
- du type d'écoulement
- de la géométrie de l'écoulement
- la vitesse de l'écoulement
- de la température
- des propriétés thermo-physiques du fluide (viscosité)
- des conditions adoptées au niveau de la paroi (température constante, ou densité de flux constante).

- **Rayonnement** : Il s'agit d'un rayonnement électromagnétique. La loi fondamentale de ce phénomène, appelée loi de Stefan-Boltzmann, exprime la densité de flux d'énergie émise par une surface idéale, dite noire, en fonction de sa température absolue :

$$\varphi = \sigma.T^4 \dots\dots\dots(3.5)$$



Où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann:  $5.67.10^{-8} \left[ \frac{W}{m^2.K^4} \right]$  .....(3.6)

L'équation d'échange, dans le cas particulier d'un corps noir à la température absolue  $T$ , plongé dans une enceinte noire à la température absolue  $T_a$ , s'écrit :

$$\varphi = \sigma.(T^4 - T_a^4) \dots\dots\dots (3.7)$$

En pratique, on tiendra compte de la géométrie du système par l'introduction d'un facteur de forme  $F$  lié à l'angle de vue de la surface rayonnante vers l'ambiante, et des propriétés émissives réelles de la surface, que l'on qualifiera par un coefficient  $\varepsilon$  appelé émissivité :

$$\varphi = \varepsilon.F.\sigma(T^4 - T_a^4) \dots\dots\dots (3.8)$$

### 3.1.3 Remarque

Les deux modes d'échanges : convection naturelle et rayonnement thermique sont généralement négligeables, car l'écoulement de la chaleur dans les composants électronique étant essentiellement de type conductif, les deux autres modes interviennent surtout dans les échanges avec l'environnement extérieurs [25]. L'existence d'un radiateur est destinée à l'évacuation de la chaleur [26].

Le calcul de l'échange est une étape essentielle de la conception thermique des composants électroniques, car la qualité du refroidissement dépend des caractéristiques principales des interrupteurs de puissance.

Il est probable que l'avenir appartienne aux micro-technique de refroidissement, qui permettent, avec une efficacité accrue, l'évacuation de la chaleur au plus près des sources de dissipation.

## 3.2. Principe de la simulation électrothermique

### 3.2.1 Analogie thermoélectrique

Il existe une certaine similitude entre les phénomènes de conduction thermique et de conduction électriques.

La loi de Fourier pour la conduction thermique :  $\varphi = -K \cdot \vec{\text{grad}}(T)$

La loi d'Ohm pour la conduction électrique :  $j = -\sigma_e \cdot \vec{\text{grad}}(V)$

la ressemblance entre ces deux lois fondamentales, découle d'une modélisation identique aux deux phénomènes que l'on peut schématiser par `` l'écoulement d'un fluide des régions à potentiel élevée vers les régions à potentiel faible ``. Il demeure que l'analogie thermoélectrique, utilisée depuis longtemps et avec succès pour traiter des problèmes de conduction thermique unidimensionnelle, permet d'établir une correspondance entre:

- densité de flux de chaleur  $\varphi$  et densité de courant  $j$
- température  $T$  et potentiel  $V$
- conductivité thermique  $k$  et conductivité électrique  $\sigma_e$

Et par extension, entre :

- flux de chaleur  $\varphi$  et le courants électrique  $I$
- écart de température et différence de potentiel

Dès lors, la tentation est grande de traiter les problèmes thermique en s'inspirant de la théorie des circuits électriques.

#### 3.2.1.1 Résistance thermique

Le concept de résistance thermique figure 3.1, qui, en toute ou logique, s'apparente à celui de résistance électrique,

si on considère une structure homogène de section  $S$  et d'épaisseur  $e$ , traversée par un flux de chaleur uniforme selon un axe normal à la section , la résistance thermique de la structure sera définie par :

$$R_{th} = \frac{e}{k \cdot S} \dots\dots\dots (3.9)$$

$k$ : étant la conductivité thermique du matériau.

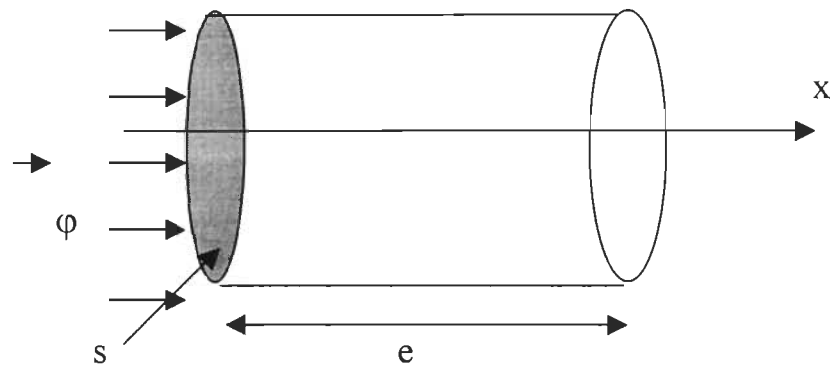


Figure 3.1 : Problème thermique 1D d'un mur d'épaisseur finie

La définition est évidemment à rapprocher de celle établissant la résistance électrique d'un fil en fonction de sa longueur, de sa section et de sa conductivité électrique .

D'autre part, la résolution de l'équation stationnaire de la chaleur conduit, dans le cas de la structure présentée figure 3.1, et en prenant comme origine des abscisses la surface chauffée [56]:

$$(\forall x \in [0.\phi]) \left\{ \begin{array}{l} T(x) = T_o - \frac{\phi}{K} x \\ \varphi(x) = \phi \end{array} \right. \dots\dots\dots (3.10)$$

Outre le fait qu'il subsiste, dans le profil de température, une indétermination relative aux conditions d'échange en  $x = e$ , il est intéressant de retrouver la loi d'Ohm classique telle que :

$$T_o - T(x) = \frac{x}{k.S} \cdot \phi \dots\dots\dots(3.11)$$

Ou  $\phi$ , le flux de chaleur, vaut  $\phi.S$ . Les implications de la relation sont nombreuses, en premier lieu, cette équation peut servir de base au développement de méthodes de mesure de résistances thermiques (unidimensionnelles ou généralisées) par courant .

Puis, poursuivant un peu plus de la démarche analogique, la structure représentées figure 3.1 peut être modélisée par le schéma électrique suivant:

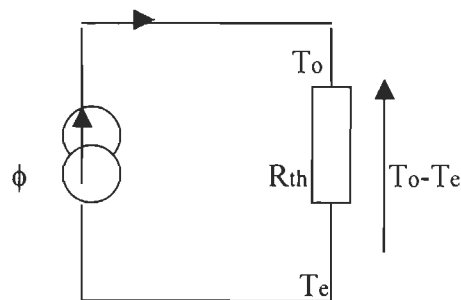


Figure 3.2 : Schéma équivalent thermo-électrique

Ce schéma est d'une puissance considérable, il ouvre la voie au traitement analogique de l'équation stationnaire de la chaleur, dans un vaste formalisme emprunté à la théorie des circuit électriques.

### 3.2.1.2 Capacité thermique

Le concept de la capacité thermique , issu de la thermodynamique, est représentatif de l'augmentation d'énergie interne d'un corps ayant subi une élévation de température.

Pour un solide homogène, de masse volumique  $\rho$ , de chaleur massique  $C_p$  et de volume  $V$ , la capacité thermique est donnée par :

$$C_{th} = \rho \cdot c_p \cdot V \dots\dots\dots (3.12)$$

Dans le cadre d'un transfert conductif unidimensionnel en régime instationnaire, on peut établir une correspondance entre capacités thermique et électrique, et , par extension, entre chaleur et charge électrique. Considérant la ligne présentée (figure 3.3), et caractérisée par une résistance linéique  $r$  et une capacité linéique  $c$ .

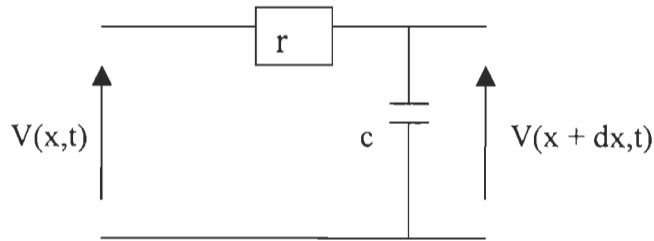


Figure 3.3 : Ligne à constantes réparties

l'équation régissant l'évolution de la tension le long de cette ligne, à savoir :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = r \cdot c \frac{\partial V}{\partial t} \dots\dots\dots (3.13)$$

Cette dernière s'approche de l'équation instationnaire 1D de la conduction de la chaleur sans source interne qui, rappelons-le s'écrit:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \dots\dots\dots (3.14)$$

À l'aide des définitions de la diffusivité thermique  $\alpha$  et de la résistance thermique par unité de longueur, on en déduit l'expression,  $\rho \cdot C_p \cdot S$  ( $S$  étant la section de passage du flux de chaleur), du terme analogue à la capacité linéique de la ligne, terme qui n'est pas autre que la capacité thermique par unité de longueur du milieu homogène considéré.

Si en régime stationnaire, on pouvait définir, pour une structure telle que celle présentée, une résistance thermique pour toute l'épaisseur du milieu.

La modélisation du régime instationnaire doit, pour être exacte, comporter une infinité de cellules RC. En pratique, on se contente d'un nombre fini de cellules, ce qui équivaut à traiter le cas d'une ligne électrique à constantes localisées, modélisation restant exacte en régime stationnaire.

Si ce nombre fini est égale à l'unité, notre milieu, supposé pour la circonstance couplé avec un radiateur infini en  $x = e$ , est modélisé par le schéma électrique présenté dans la figure 3.4. On peut alors aisément introduire une grandeur appelée par analogie, constante de temps thermique, et définie par :

$$\tau_{th} = R_{th} \cdot C_{th} = \frac{e^2}{\alpha} \dots\dots\dots(3.15)$$

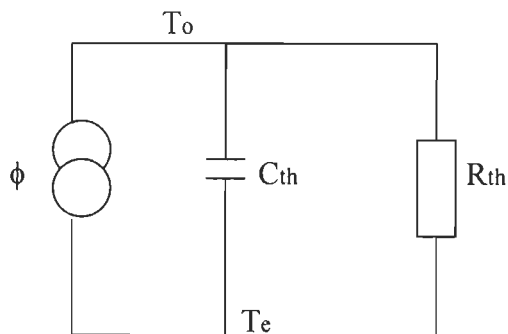


Figure 3.4 : Schémas thermoélectrique mono-cellulaire

### 3.2.1.3 Impédance thermique

Considérons un milieu, initialement, soumis à  $t = 0$  à une excitation  $\phi$ . En notant  $\theta(t, \phi)$  l'écart de température caractéristique de l'évolution thermique du milieu par rapport à son état initiale.

On peut mathématiquement définir une grandeur, représentant cet état rapporté à l'excitation, comme suit:

$$Z_{th}(t, \phi) = \frac{\theta(t, \phi)}{\phi} \dots\dots\dots (3.16)$$

et éventuellement, si  $\lim_{t \rightarrow \infty} Z_{th}(t, \phi)$  existe et est non nul, son équivalent réduit:

$$Z_{th}(t, \phi) = \frac{Z_{th}(t, \phi)}{\lim_{t \rightarrow \infty} Z_{th}(t, \phi)} \dots\dots\dots (3.17)$$

par exemple, pour notre structure présentée, et modélisée par le schéma thermoélectrique de la figure.3.4, on a:

$$Z_{th}(t, ind) = R_{th} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{th}}} \right) \dots\dots\dots (3.18)$$

et :

$$Z_{th}(t, ind) = 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{th}}} \dots\dots\dots (3.19)$$

où  $\theta$  vaut  $T_o - T_e$ , et où ``ind`` signifie que l'excitation  $\phi$  considérée est indicielle.  $Z_{th}(t, \phi)$  est représentative de la réponse thermique du milieu à l'excitation  $\phi$ , c'est donc une grandeur dépendant des caractéristiques du milieu, du temps, mais aussi de l'excitation. De sorte que si, par analogie électrique, on désire utiliser le terme impédance thermique,  $Z_{th}(t, \phi)$  devrait porter le nom d'impédance thermique du milieu relative à l'excitation  $\phi$ .

En pratique,  $Z_{th}(t, \phi)$  est notée  $Z_{th}(t)$ , au pire  $R_{th}(t)$ , est appelée impédance thermique du milieu, comme si cette grandeur était une caractéristique intrinsèque. On trouvera d'ailleurs l'équation très souvent écrite sous la forme:

$$\theta(t) = Z_{th}(t) \phi \dots\dots\dots (3.20)$$

Forme certes mathématiquement exacte, analogiquement douteuse puisqu'elle revient à remplacer le schéma électrique de la figure 3.4 par celui de la figure 3.5 avec une résistance variable au cours du temps, et, quoi qu'il en soit, d'une simplicité trompeuse et dangereuse.

La définition ne convenant guère qu'à l'excitation à laquelle elle est liée, il s'agit donc de trouver une formulation un peu plus générale.

Considérons le cas unidimensionnel d'un milieu plan stratifié, composé de  $n$  couches et  $n$  interfaces, soumis sur sa face supérieure (plan  $x = 0$  sur la figure 3.5) à une densité de flux  $\phi$  uniforme selon un axe normal aux plans des interfaces, et possédant sur sa face opposée une condition d'échange convectif avec un puits de chaleur.

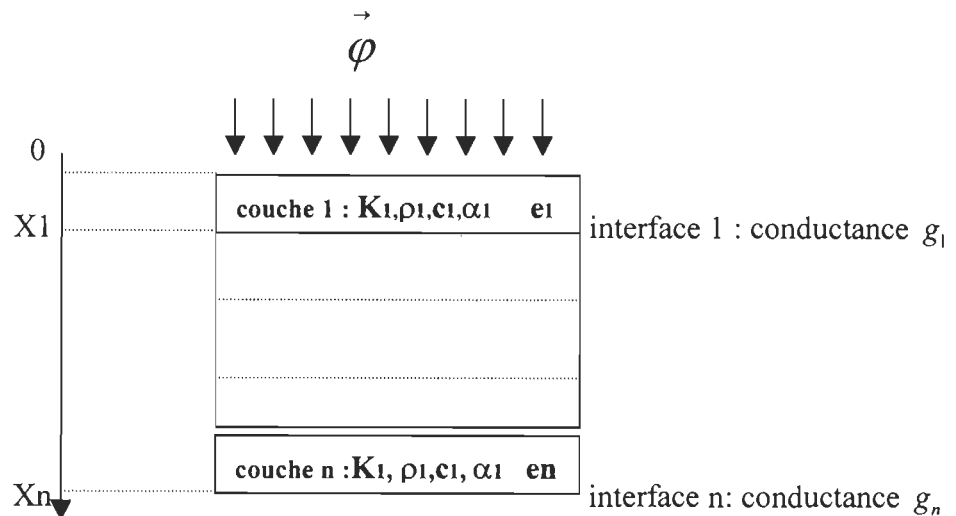


Figure 3.5 : Problème thermique 1D du milieu plan stratifié

Si le régime thermique est stationnaire avant application de l'excitation, la représentation exacte du problème n'est pas du type de la relation (3.20), mais une fonction de transfert dans l'espace de Laplace, c'est à dire un produit de convolution (et non un produit simple) dans l'espace non



Transformé. La démonstration fait appel d'une part, à l'utilisation de la transformation de Laplace pour résolution de l'équation de la conduction thermique, et d'autre part à la représentation quadripolaire des couches.

### 3.3 Couplage électrothermique

Aux modèles électriques, il reste à joindre un outil décrivant les transferts de chaleur des sources de dissipation vers le radiateur. Le régime thermique sera supposé stationnaire, avec une résistance thermique totale du système, composant-radiateur, invariante.

#### 3.3.1 Caractérisation thermique

La mesure de la résistance thermique d'un dispositif s'effectuent au moyen du banc de caractérisation thermique des composantes électroniques en régime stationnaire. Ce banc, est dédié à la mesure de la température de jonction  $T_j$  d'un composant conduisant, de façon continue, un courant de charge  $I_p$ . Dès lors, en notant  $V_p$ , la tension de déchet et  $T_a$  la température de puits de chaleur, on obtient la résistance thermique  $R_{th}$  du système composant-radiateur en calculant:

$$R_{th} = \frac{T_j - T_a}{V_p \cdot I_p} \dots\dots\dots(3.21)$$

#### 3.3.2 Couplage électrothermique en conduction continu

Si un système composant-puits de chaleur, caractérisée par :

Puit de chaleur : source de chaleur constante

$V_{oo}, a, r_{oo}, b$  : paramètres statiques du composant

$T_a$  : température du puits de chaleur

$R_{th}$  : résistance thermique du système

Les équations électrothermiques du système (figure 3.6) en régime de conduction continue s'écrivent, en notant  $I_p$  le courant conduit,  $V_p$  la chute de tension directe,  $P$  la puissance dissipée et  $T_j$  la température de jonction du composant:

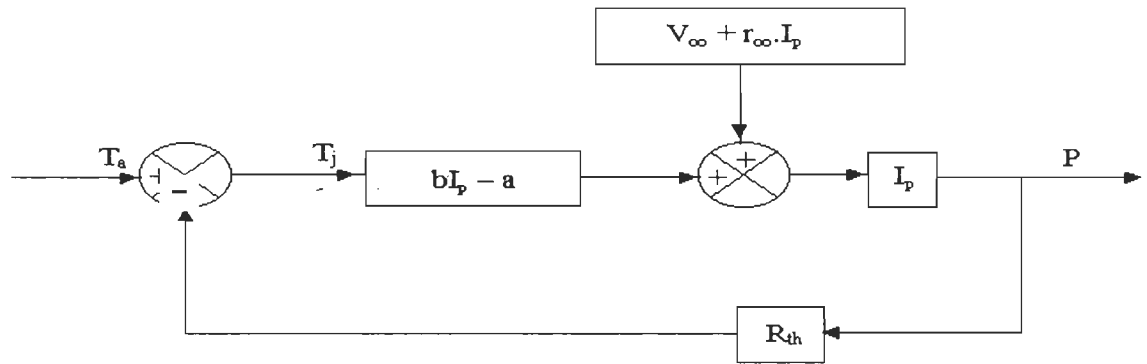


Figure 3.6: Couplage électrothermique composant-radiateur en conduction continue[56].

$$\begin{aligned}
 V_p &= (V_{oo} - a.T_j) + (r_{oo} + b.T_j).I_p \\
 P &= V_p . I_p \\
 P &= \frac{T_j - T_a}{R_{th}}
 \end{aligned}
 \dots\dots\dots(3.21)$$

La résolution des équations (3.21), permet d'exprimer la température de jonction du composant en fonction du courant conduit:

$$T_j = \frac{T_a + R_{th}.I_p.(V_{oo} + r_{oo}.I_p)}{1 - R_{th}.I_p.(b.I_p - a)} \dots\dots\dots(3.22)$$

Relations à partir de laquelle il est aisé d'établir la loi d'évolution de la température au niveau de la jonction du composant électronique et de la puissance dissipée, mais où surtout apparaît clairement l'influence du couplage électrothermique à travers la composant

### 3.3.3 Conclusion

L'utilisation adéquate d'un interrupteur de puissance nécessite, un peu que l'on s'intéresse au rendement, à la fiabilité, ou plus simplement au bon fonctionnement de l'application. Ainsi, cela dépend d'une connaissance précise des pertes dissipées dans la partie active du composant durant chacune des phases de fonctionnement. Les données fournies par les constructeurs ne permettent de se déduire qu'une idée vague des performances envisageables des dispositifs. Cette lacune n'était évidemment pas imputable aux constructeurs qui s'efforcent de caractériser au mieux les produits développés. La difficulté d'évaluation provient du fait que, malgré un rôle prépondérant joué par les caractéristiques intrinsèques de la partie silicium, un certain nombre de paramètres externes intervient de manière significative sur le comportement global de la fonction interrupteur.

Enfin, et surtout, la principale limitation des semi-conducteurs de puissance reste associée à l'environnement thermique. C'est en définitive la qualité des transferts de chaleur, qui se repose sur les lois fondamentales de la théorie générale des transferts de chaleur qui inclut celle du refroidissement, suivant la nature du substrat, des conducteurs des joints de contact et du boîtier, car la seule sollicitation à laquelle est soumise le composant électronique est justement le transfert thermique avec le milieu ambiant. De ce fait, la validation quantitative du modèle doit donc obligatoirement passer par une connaissance parfaite de cette sollicitation, et en particulier la puissance commutable et la tenue en courants. Aussi le dimensionnement de la fonction interrupteur, phase incontournable de la conception d'un convertisseur [54].

## Chapitre 4

# Méthodes de modélisation électrothermique

### 4.1. Formulation des équations électrothermiques

L'équation de transfert de la chaleur pour un corps homogène isotrope ;

en 1D avec une conductivité thermique qui dépend de T est donnée par :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ k(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] = \rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \dots\dots\dots(4.1)$$

et en 3D:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ K_x(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ K_y(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ K_z(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right] + q = \rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \dots\dots\dots(4.2)$$

Pour les solides  $C_p = C_v$

Ce modèle est précis et il permet de tenir compte de la non-linearité de la conductivité thermique  $k(T)$ .

Pour résoudre cette équation et voir la distribution de la température pour chaque point de la structure, il est nécessaire de connaître certaines méthodes de résolution électrothermique .

## 4.2 Méthodes de résolution

Les équations sont posées, il reste désormais à les résoudre. Ils existent pour cela de nombreuses méthodes, mais en distingue, tout de moins dans le domaine de la modélisation thermique des composants électroniques; quatre approches pour la résolution des équations électrothermiques:

- approche analogique;
- approche analytique;
- approche numérique;
- approche mixte.

### 4.2.1 Méthodes analogiques

Ces méthodes ont été les premières à être utilisées pour modéliser les transferts conductifs dans les composants électroniques.

Elles ont données lieu à la définition de notions très utilisées en électronique de puissance, telles que la résistance thermique, la capacité thermique, la constante du temps thermique et l'impédance thermique.

Cette approche, décrit de façon exacte le problème thermique, elle donne des résultats très satisfaisants dans le temps courts, temps pour lequel la diffusion de la chaleur est essentiellement unidimensionnel, et le simple concept de résistance thermique peut être généralisé au régime tridimensionnel stationnaire avec une excellente précision.

### 4.2.2 Méthodes analytiques

Le problème de l'écoulement de chaleur par conduction à travers une structure peut être traité en résolvant analytiquement l'équation de la chaleur.

Cette approche présente l'avantage de donner une solution explicite et mathématiquement exacte .

Parmi les méthodes analytiques, citons en premier lieu celles ayant trait à la conjonction de la séparation des variables et au théorème de superposition. Leurs solutions mathématiques générales se présentent sous la forme de séries de Fourier (géométrie planes), de série de fonction de Bessel (géométrie cylindriques) , ou de série de fonctions trigonométriques cardinales (géométrie sphériques).

Il reste alors à déterminer la valeur des constantes arbitraires introduites en faisant respecter les conditions aux limites et la condition initiale , c'est à dire à calculer les modes de transfert (ou de modes propres) et les valeurs propres associées.

La littérature purement thermique est riche en développements de ce type, avec en particulier de nombreuses publications relatives aux structures multicouches, problème concernant directement l'analyse thermique des composants électroniques.

La seconde grande catégorie de méthodes analytiques est liée à l'utilisation de transformations intégrales, soit une réduction de l'équation de la chaleur à une équation différentielle ordinaire. On trouve ainsi fréquemment employée la transformation de Laplace pour la description des régimes transitoires, à laquelle il conviendra d'en ajouter d'autre, telles celles de

Fourier ( coordonnées cartésiennes ) ou celle de Hankel (coordonnées cylindrique), pour une analyse de 2D ou 3D des phénomènes de l'écoulement thermique.

Dans le cas des systèmes multicouches, cette méthodologie de résolution, couplée à la théorie des quadripôles par l'introduction (espace transformé) des matrices caractéristiques des couches est généralement d'une grande simplicité d'application que le calcul par séparation des variables, pour lequel la recherche des valeurs propres devient très vite complexe lorsque le nombre de parois augmente.

En effet, on accède alors au comportement thermique de la structure par simple produits des carrées de dimension 2.

Précisant enfin que la difficulté majeure de ces méthodes réside dans le calcul du point de départ, dans la transformation inverse.

Les méthodes purement analytiques offrent certes des avantages appréciables : souplesse (température exprimée d'une façon explicite) et précision (solution mathématiquement exacte). Cependant, elles restent limitées à des géométries simples. Cet handicap restreint considérablement leur domaine d'application.

#### **4.2.3 Méthodes numériques**

Le progrès des calculateurs, en matière de capacité mémoire et de vitesse d'exécution, a rendu possible le développement des méthodes numériques de résolution des équations aux dérivées partielles. Ces méthodes, appliquées en thermique, permettent le calcul approché des répartitions de température, quelque soit la complexité géométrique du problème .

Ce sont donc des outils de simulation très puissants, capables de résoudre, avec une excellente précision, à peu près n'importe quel cas.

#### 4.2.3.1 Méthodes nodales

Les méthodes numériques sont souvent basées sur la considération des nœuds, la méthode nodale découle directement de l'analogie avec la théorie de la conduction électrique, il y a la mise en place d'un réseau formé de nœuds, caractérisés par des capacités et éventuellement des sources, et liés entre eux par des résistances.

Le principe est le suivant : le milieu est discrétisé en éléments de volumes supposés isothermes, soit  $V_i$  l'un d'entre eux,  $T_i$  sa température,  $K_i$  sa conduction thermique,  $C_i$  sa chaleur massique,  $\rho_i$  sa masse volumique et  $\phi_i$  le flux de chaleur apporté à ce volume.

On affecte au centre de l'élément la capacité thermique  $C_{th}$ , définie par :

$$C_{th} = \rho_i \cdot C_i \cdot V_i \dots\dots\dots(4.3)$$

L'analyse des échanges conduit à installer entre les différents nœuds des connexions résistives dans les trois directions de l'espace.

Il découle un système d'équation algébriques traduisant thermiquement la loi des nœuds de Kirchhoff.

Si l'on note  $n$  le nombre de nœuds, et  $V_i$  l'ensemble des indices des nœuds voisins au nœuds  $i$ , ce système s'écrit, dans le cas de la figure 4.1 :

$$(\forall i \in N) \left[ \phi_i + C_{th} \frac{T_i - T_j}{\partial t} + \sum_{j \in V_i} \frac{T_j - T_i}{R_{1th(i,j)} + R_{2th(i,j)}} = 0 \right] \dots\dots\dots(4.4)$$



Avec :

$\delta t$  : pas de discrétisation temporelle

$T_i = T_i(t - \delta t)$  : si l'on note  $T_i = T_i(t)$

$R_{1h(i,j)}$  ou  $R_{2h(j,i)}$  représente une résistance thermique:

Soit par conduction  $R_{1h(i,j)} = \frac{d_i}{K_i \cdot A_{(i,j)}}$  et  $d_i \in \left\{ \frac{\delta x_i}{2}, \frac{\delta y_i}{2}, \frac{\delta z_i}{2} \right\}$

Soit par convection  $R_{2h(i,j)} = \frac{d_i}{h_{(i,j)} \cdot A_{(i,j)}}$  où  $h_{(i,j)}$  est le coefficient de convection.

Dans les deux cas,  $A_{(i,j)}$  est la surface de  $V_i$  normale aux ligne de flux, d'où une certaine difficulté de principe, puisqu'il faut connaître à priori la direction des lignes de flux.

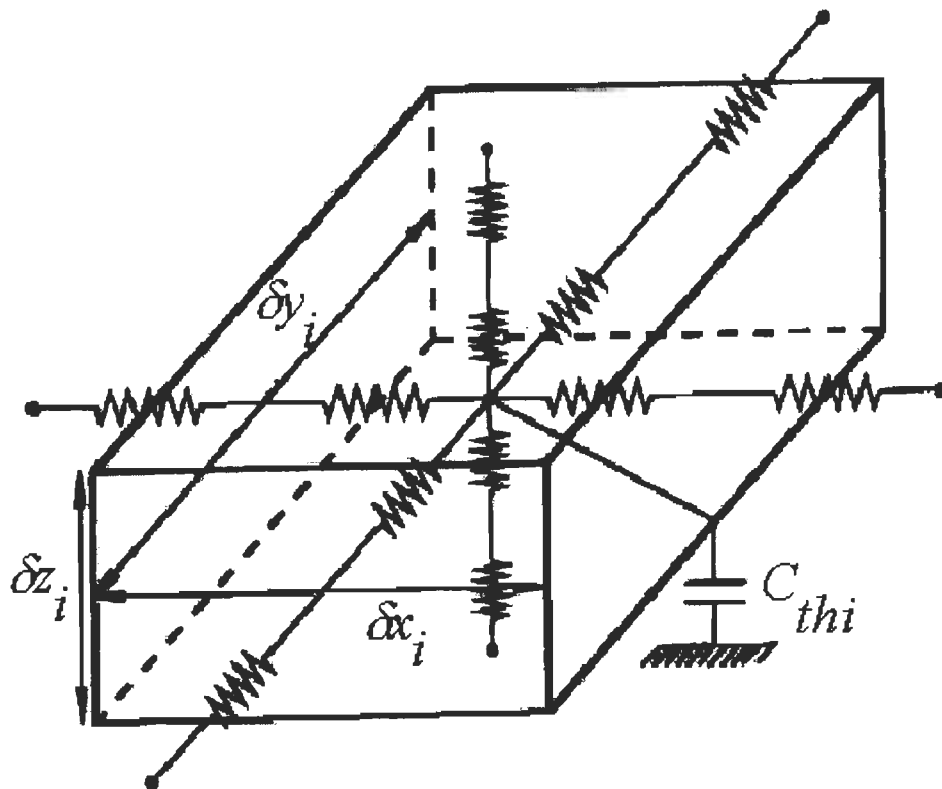


Figure4.1 : Un réseau thermoélectrique lié à la méthode nodale

### 4.2.3.2 Méthodes des différences finis

Comme précédemment, le milieu est discrétisée en éléments de volumes, au centre desquels on place un nœud. Ensuite, on effectue pour chacun des nœuds un bilan thermique où interviennent la température du nœud considéré de ses voisins, et cela une fois l'équation de diffusion de chaleur est discrétisée, pour que les paramètres thermiques seront établis et le nombre de nœuds est fixé, ainsi la problématique dans la recherche d'une fonction de distribution spatiale de la puissance dissipée entre les nœuds sera appliquée.

Enfin, éventuellement en régime instationnaire, le terme de capacité représentant de l'augmentation d'énergie interne pendant l'intervalle de temps considéré.

Envisageons en premier lieu le cas stationnaire, et appliquons le bilan thermique à un nœud interne  $P_{(i,j,k)}$ .

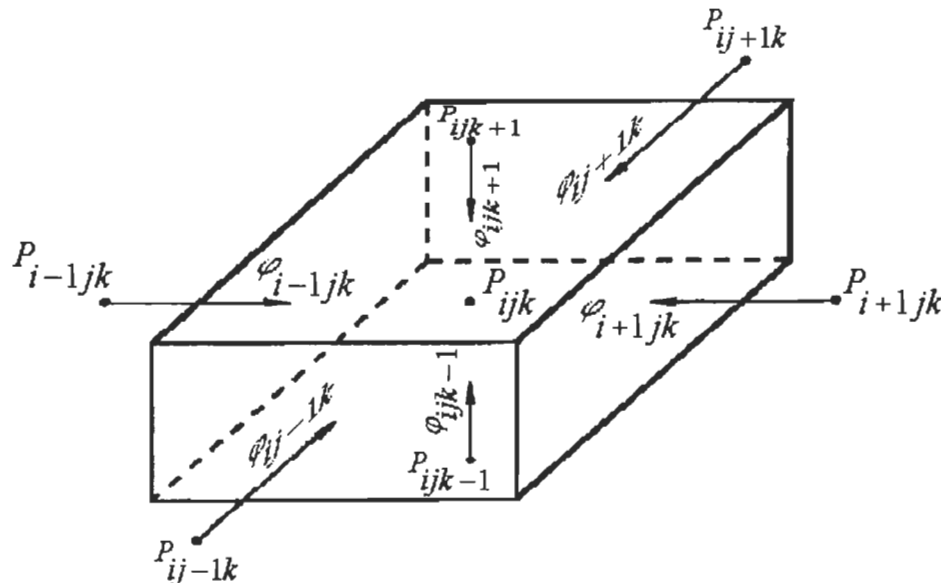


Figure 4.2 : Bilan thermique associé à un nœud interne

Ce bilan, avec des notations évidentes, s'écrit:

$$\left[ \varphi_{(i-1,j,k)} + \varphi_{(i+1,j,k)} \right] \delta y \delta z + \left[ \varphi_{(i,j-1,k)} + \varphi_{(i,j+1,k)} \right] \delta x \delta z + \left[ \varphi_{(i,j,k-1)} + \varphi_{(i,j,k+1)} \right] \delta x \delta y = q_{(i,j,k)} \delta x \delta y \delta z$$

$$q_{(i,j,k)} \delta x \delta y \delta z = 0$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_{(i-1,j,k)} = K \frac{T_{(i-1,j,k)} - T_{(i,j,k)}}{\delta x} \dots\dots\dots \text{et} \dots\dots\dots \varphi_{(i+1,j,k)} = K \frac{T_{(i+1,j,k)} - T_{(i,j,k)}}{\delta x} \\ \\ \varphi_{(i,j-1,k)} = K \frac{T_{(i,j-1,k)} - T_{(i,j,k)}}{\delta y} \dots\dots\dots \text{et} \dots\dots\dots \varphi_{(i,j+1,k)} = K \frac{T_{(i,j+1,k)} - T_{(i,j,k)}}{\delta y} \\ \\ \varphi_{(i,j,k-1)} = K \frac{T_{(i,j,k-1)} - T_{(i,j,k)}}{\delta z} \dots\dots\dots \text{et} \dots\dots\dots \varphi_{(i,j,k+1)} = K \frac{T_{(i,j,k+1)} - T_{(i,j,k)}}{\delta z} \end{array} \right.$$

Ce qui conduit à l'équation de nœud interne suivante:

$$\frac{T_{(i-1,j,k)} - T_{(i+1,j,k)} - 2T_{(i,j,k)}}{(\delta x)^2} + \frac{T_{(i,j-1,k)} - T_{(i,j+1,k)} - 2T_{(i,j,k)}}{(\delta y)^2} + \frac{T_{(i,j,k-1)} - T_{(i,j,k+1)} - 2T_{(i,j,k)}}{(\delta z)^2} + \frac{q_{(i,j,k)}}{k} = 0$$

En régime instationnaire, deux cas apparaissent, suivant que l'on exprime la dérivée partielle de la température ( en  $P_{(i,j,k)}$ ) par rapport au temps en fonction de l'instant suivant (méthode explicite) ou de l'instant précédent ( méthode implicite). On écrit :

$$\left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{P_{(i,j,k)}} = \frac{T'_{(i,j,k)} - T_{(i,j,k)}}{\delta t} \dots\dots\dots (4.5)$$

Où  $T'_{(i,j,k)}$  est la température en  $P_{(i,j,k)}$  à l'instant  $t+\delta t$ .

L'équation du nœud interne est alors :

$$T'_{(i,j,k)} = T_{(i,j,k)} + \frac{\alpha \cdot \delta t}{(\delta x)^2} (T_{(i-1,j,k)} + T_{(i+1,j,k)} - 2T_{(i,j,k)}) + \frac{\alpha \cdot \delta t}{(\delta y)^2} (T_{(i-1,j,k)} + T_{(i+1,j,k)} - 2T_{(i,j,k)}) + \frac{\alpha \cdot \delta t}{(\delta z)^2} (T_{(i-1,j,k)} + T_{(i+1,j,k)} - 2T_{(i,j,k)}) + \frac{\alpha \delta t}{K} \cdot q_{(i,j,k)} \quad (4.6)$$

L'avantage de cette technique est que chaque équation ne contient qu'une seule inconnue, à savoir  $T'_{(i,j,k)}$ . Dans la méthode implicite, on écrit :

$$\left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{P_{(i,j,k)}} = \frac{T_{(i,j,k)} - T'_{(i,j,k)}}{\delta t} \dots \dots \dots (4.7)$$

Où  $T'_{(i,j,k)}$  est la température en  $P_{(i,j,k)}$  à l'instant  $t+\delta t$ . On aboutit alors à :

$$T'_{(i,j,k)} = T_{(i,j,k)} + \frac{\alpha \cdot \delta t}{(\delta x)^2} (2T_{(i,j,k)} - T_{(i-1,j,k)} - T_{(i+1,j,k)}) + \frac{\alpha \cdot \delta t}{(\delta y)^2} (2T_{(i,j,k)} - T_{(i-1,j,k)} - T_{(i+1,j,k)}) + \frac{\alpha \cdot \delta t}{(\delta z)^2} (2T_{(i,j,k)} - T_{(i-1,j,k)} - T_{(i+1,j,k)}) - \frac{\alpha \delta t}{k} \cdot q_{(i,j,k)} \quad (4.8)$$

La méthode de calcul est inconditionnellement stable. En revanche, seule la température  $T'_{(i,j,k)}$  est connue. Il faudra donc résoudre à chaque incrément de temps un système linéaire.

Les équations (4.6) et (4.8) ne sont valables que pour les nœuds intérieurs. Pour les autres, l'équation correspondante dépend des conditions aux limites particuliers et se détermine en effectuant un bilan thermique autour du territoire relatif au nœud frontière considéré, l'équation obtenue peut être, comme précédemment, explicite ou implicite.

#### 4.2.3.3 Méthode mixtes

L'approche mixte vise à allier les avantages des méthodes numériques à ceux de l'une des deux premières approches.

La première étape consiste à trouver une solution analytique spécifique pour chaque élément typique et représentatif du problème. Ainsi, en électronique de puissance, le problème se présente généralement sous la forme d'une structure plane stratifiée. Cette dernière possède des sources de chaleur sur une phase, et une condition d'échange convectif avec un puits de chaleur sur la base opposée.

La première étape est donc dédiée au calcul du profil tridimensionnel de la température pour une source, qu'est un empilage présentant une symétrie de révolution par rapport à la direction privilégiée d'écoulement de la chaleur. D'un autre côté, l'empilage étant de surcroît supposé latéralement illimité.

Cette démarche a amené les concepteurs de la méthode, après transformation intégrale de l'équation de la chaleur, à étendre la notion de quadripôle aux transferts conductifs tridimensionnels. De ce fait, rechercher dès lors **la fonction d'influence de la source** pour le calcul du profil de température sur la surface de dissipation.

Le retour aux variables spatiale et temporelle peut se faire à l'aide d'une intégrale double (éventuellement simple, en régime stationnaire) représentative des transformations inverses.

Cette notion d'influence de la source est tirée à partir de la discrétisation de l'équation de diffusion thermique

$$\nabla \cdot (k(T) \nabla T) = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \dots\dots\dots(4.9)$$

Ainsi, pour différentes symétries (coordonnées rectangulaires, cylindriques et sphériques) l'équation de diffusion aux dérivées partielles est discrétisée en un nombre fini d'équations différentielles ordinaires de premier ordre dépendantes du temps de la forme

$$\frac{T_{i+1} - T_i}{R_{i,i+1}} - \frac{T_i - T_{i-1}}{R_{i-1,i}} = \frac{dH_i}{dt} \dots\dots\dots(4.10)$$

où  $H_i = C_i \cdot T_i$  est le terme de source d'énergie thermique emmagasinée dans le nœud thermique  $i$ .

avec  $(R_{i,i+1}$  et  $C_i)$  sont respectivement les coefficients de discrétisation de la résistance thermique entre le nœud  $i$  et  $i+1$  et la capacité thermique pour le nœud  $i$ .

$$C_i = Apc \cdot (Z_{i+1} - Z_{i-1})/2 \quad \text{et}$$

$$R_{i,i+1} = (Z_{i+1} - Z_i)/(A/k_{i,i+1})$$

$A$  : est la surface en coordonnées cartésiennes

$k_{i,i+1}$  : est la conductivité thermique entre le nœud  $i$  et  $i+1$

Ces coefficients de discrétisation sont obtenus par intégration de l'équation de diffusion à travers l'élément thermique représenté par chaque nœud (c.à.d. entre  $(Z_{i-1} + Z_i)/2$  et  $(Z_i + Z_{i+1})/2$  pour le nœud  $i$  dans les coordonnées cartésiennes). Pendant ce processus de discrétisation le gradient et la conductivité thermique est supposé subir une faible variation spatiale. Dans le cas des onduleurs utilisant la commande MLI un niveau de puissance élevé est dissipé pendant un court laps de temps. Cela nécessite la création d'un nombre très élevé de nœuds dans la région de surface de la jonction, puisque la température de surface du silicium augmente plus rapidement que la diffusion de l'énergie thermique.

Une fois l'équation de diffusion est discrétisée, les paramètres thermiques établis et le nombre de nœuds fixé la problématique réside dans la recherche d'une fonction de distribution spatiale de la puissance dissipée entre les nœuds.

Cette distribution sera représentée par les coefficients d'influence représentant les fractions  $f_i$  de la source de puissance dissipée dans chaque élément thermique ( $f_i$  est la fraction de puissance dissipée entre les éléments  $(Z_{i-1} + Z_i)/2$  et  $(Z_i + Z_{i+1})/2$ ).

Ainsi, la fonction d'influence de la source de chaleur,  $P_{di}$ , dissipée par unité de temps (puissance) dans chaque nœud pendant la simulation est calculée par l'expression suivante :  $P_{di} = P_{d1} \cdot f_i / f_1$

avec  $P_{d1} = (T_j - T_l) / R_{j1}$  est la puissance dissipée dans le nœud 1

Ainsi, de cette façon on définit la fonction de distribution représentant l'influence de la source du nœud 1 jusqu'au nœud  $i$ . Les auteurs ont opté pour une autre méthode, basée sur l'utilisation de développements en série de fonction de Bessel et de la transformation de Fourier rapide.

Dans une seconde étape, les conditions aux limites latérales sont prises en compte à l'aide de la méthode des images, par l'introduction de sources fictives. Ainsi, le calcul d'une carte de température est alors réalisé en appliquant le principe de superposition à l'ensemble des influences thermique dues aux sources (réelle et fictive).

Cette méthodologie semi-analytique a conduit au développement d'un outil de modélisation thermique des circuits et composants électroniques. Cet outil dont la philosophie est basée sur une exploitation rapide ne nécessite qu'un matériel informatique modeste. Ainsi, c'est une alliance entre la souplesse et la rapidité de la solution analytique, et la capacité de description des méthodes purement numériques.

### 4.3 Méthodes des éléments finis

La méthode des éléments finis [25,31] est une méthode d'approximation d'une fonction inconnue sur un domaine continu, par l'utilisation de fonction d'interpolation sur un ensemble de sous-domaines de géométrie connue, appelés éléments finis.

Comme dans son principe depuis plus d'un demi-siècle, elle n'a vraiment pris son essor qu'avec l'événement des moyens informatiques modernes.

Une de ses originalités, par rapport à la méthode des différences finies pour laquelle la formulation des équations différentielles n'est pas fondamentalement modifiée par l'introduction des dérivées discrets, réside dans une formulation intégrale du phénomène analysé, cette formulation intégrale peut être de type variationnel ( lorsque cela est possible ), ou de type projectif en association avec une base de donnée de fonction. Cette seconde approche est d'un emploi plus large que la première.

Il sera cependant toujours intéressant, lorsque la nature du problème le permet, d'exploiter l'approche variationnelle pour son lien étroit, souvent d'ordre énergétique, avec la physique du problème.

#### 4.3.1 Concept d'élément finis

Les problème de physique appliquée qui se posent à l'ingénieur peuvent être formulés de deux manières différentes : ou bien on pose les équations différentielles définissant le comportement d'un domaine



infinitésimal typique , ou bien on postule un principe variationnel valable sur tout le domaine étudié, la solution correcte étant celle qui minimise une quantité  $x$  définie par intégration convenable des inconnues sur tout le domaine étudié.

Une intégrale telle que  $x$ , fonction de fonction inconnues, porte le nom de fonctionnelle. La méthode des éléments finis, effectue directement une minimisation approchée de la fonctionnelle. Ainsi la formulation physique du problème nécessite la minimisation de la fonctionnelle  $x$ .

### 4.3.2 Formulations variationnelles

La formulation variationnelle est basée sur l'équivalence entre la résolution d'un problème différentiel du second ordre, et la recherche de la fonction rendant extrémal l'intégrale d'une grandeur scalaire, fonctionnelle dont la représentation du problème et l'équation d'Euler. Et cela pour un système physique dont l'évolution est fonction d'une suite de variables d'états et de leurs dérivées partielles.

Restreignons-nous, par souci de clarté, au cas d'un système décrit par une unique variable d'état scalaire  $u$ , fonction des trois dimensions,  $(x,y,z)$  de l'espace.

La formulation variationnelle repose sur l'existence d'une fonctionnelle de type intégrale:

$$I = \int L(x, y, z, U, U'_x, U'_y, U'_z) dw \dots\dots\dots(4.11)$$

$$\text{avec : } U'_x = \frac{\partial u}{\partial x}, U'_y = \frac{\partial u}{\partial y} \text{ et } U'_z = \frac{\partial u}{\partial z}$$

Dont la condition d'extremum, définie par l'équation d'Euler associée à I:

$$\left\{ \frac{\partial L}{\partial u} - \left( \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\partial L}{\partial u'_x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\partial L}{\partial u'_y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\partial L}{\partial u'_z} \right] \right) \right\} = 0 \dots\dots\dots(4.12)$$

Les conditions aux limites appliquées au domaine  $\Omega$  seront des représentations différentielles du phénomène physique analysé[25].

L connu sous le nom de fonction de Lagrange du système, est généralement construite à partir de la différence de deux termes:

Un terme  $W_c$  de l'énergie de type cinétique, variant de façon quadratique en fonction des dérivées partielles.

Un terme  $W_p$  d'énergie potentielle, fonction de la variable d'état.

On écrira:

$$L(x, y, z, U, U'_x, U'_y, U'_z) = W_c(U'_x, U'_y, U'_z) - W_p(u) \dots\dots\dots(4.13)$$

Pour un problème de conduction thermique stationnaire, décrit par l'équation, la fonction de Lagrange s'écrit:

$$L = \frac{\varphi^2}{2k} - qT \dots\dots\dots(4.14)$$

où  $\varphi$  est la norme euclidienne de convergence de la densité de flux de chaleur.

L'approche projective est basée sur des considérations d'orthogonalité de deux vecteurs dans un espace de Hilbert, en particulier sur le fait que seul le vecteur nul est orthogonale à tous les vecteurs de l'espace.

Soit :

$$L(u) + f = 0$$

L'équation aux dérivées partielles régissant le phénomène sur un domaine  $\Omega$ , avec L opérateur différentiel, u solution et f fonction d'excitation.

La méthode dite des résidus pondérés, méthode projective la plus couramment utilisée, consiste à rechercher des fonctions  $u$  vérifiant les conditions aux limites, et telles que  $L(u)+f$  est orthogonale à toute fonctions  $\Psi$  ayant des propriétés de derivabilités déterminées, ce qui s'écrit:

$$\int_{\Omega} \Psi(\xi(u) + f).dw = 0 \dots\dots\dots(4.15)$$

Si l'ensemble des fonctions de pondération est de dimension infinie, il est alors possible d'avoir une équivalence entre le problème aux dérivées partielles et sa formulation intégrale.

En pratique, cet ensemble est de dimension infinie, il est alors possible d'avoir une équivalence entre le problème aux dérivées partielles et sa formulation intégrale.

Cet ensemble, est de dimension finie et l'équation (4.15) ne constitue qu'une approximation, caractérisée par la donnée de cet ensemble de fonctions.

Pour la plupart des problèmes , l'obtention d'une solution exacte est aussi difficile en formulation intégrale que différentielle, ce qui incite à rechercher une solution approchée sous la forme d'une combinaison linéaire de fonctions indépendantes connues, et dont la manipulation mathématique ne présente pas de difficulté. Dans le cas de la méthode des éléments finis, ces fonctions sont généralement polynomiales par morceaux.

La solution  $u$  recherchée est donc approchée par la combinaison  $u^*$  :

$$u^*(x, y, z) = \sum_{i=1}^n u_i . N_i(x, y, z) \dots\dots\dots(4.16)$$

où la suite de coefficient  $(u_i)_{i=1}^{N_n}$  sera déterminé par la méthode de manière à réaliser la meilleure approximation possible de  $u$  sur la base de fonction  $(N_i)_{i=1}^{N_n}$ .

Si la formulation intégrale est variationnelle, on considérera la fonctionnelle  $F$  définie à l'aide des interpolations par :

$$F = \int_{\Omega} L(x, y, z, U_x^{*'}, U_y^{*'}, U_z^{*'}) dw \dots\dots\dots (4.17)$$

$$\begin{aligned} U_x^{*'} &= \sum_{i=1}^n u_i \cdot N_{ix}'(x, y, z) \\ U_y^{*'} &= \sum_{i=1}^n u_i \cdot N_{iy}'(x, y, z) \\ U_z^{*'} &= \sum_{i=1}^n u_i \cdot N_{iz}'(x, y, z) \end{aligned} \dots\dots\dots (4.18)$$

Ainsi, la fonctionnelle ne dépendant dès lors plus que de la suite de coefficient  $(U_i)_{i=1}^{N_n}$ . Alors, La condition nécessaire d'extrémalisation devient:

$$(\forall i \in N_n) \left[ \frac{\partial F}{\partial u_i} = 0 \right] \dots\dots\dots (4.19)$$

D'un autre côté, dans le cadre de la formulations intégrale associée à la méthode des résidus pondérés, il faut choisir un ensemble de fonctions de projection  $(\Psi_i)_{i=1}^{N_n}$  avant d'écrire les équations de projection de  $L(u^*)+f$  sur chacune de ses fonctions:

$$(\forall i \in N_n) \left[ \int_{\Omega} \Psi_i \left( \zeta \left\{ \sum_{j=1}^n u_j \cdot N_j(x, y, z) \right\} + f \right) dw \right] = 0 \dots\dots\dots (4.20)$$

Pour les deux types de formulation intégrale, on obtient, après interpolation de la fonction recherchée, un système de  $n$  équations, dont la résolution fournit la fonction approximative  $u^*$  via la détermination de la suite  $(u_i)_{i=1}^N$ . Il est clair que les éléments de cette suite sont les valeurs de  $u^*$  en des points particuliers, appelés nœuds, du domaine d'intégration.

Enfin, le dernier point que nous devons aborder est la notation de découpage. Le principe fondamental de la méthode des éléments finis consiste à définir une partition du domaine d'étude en un certain nombre de sous-domaines. Ces derniers sont appelés éléments finis, afin, de caractériser d'une part le domaine d'origine par une grille de points communs aux éléments adjacents ( des nœuds ), et d'autre part de réaliser une interpolation locale de la fonction inconnue.

Un élément fini sera donc caractérisé par son nombre de nœuds et ses valeurs nodales.

Prenant l'exemple de l'élément triangulaire de référence, présentés à la figure 4.3 :

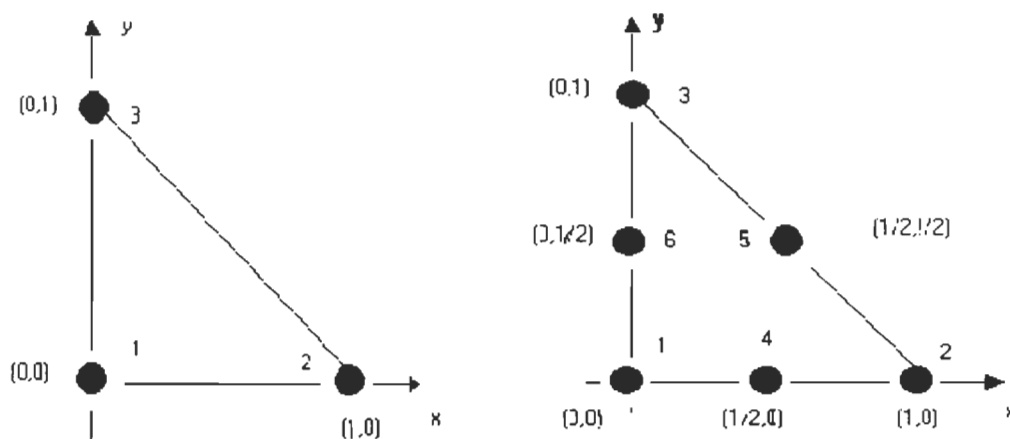


Figure 4.3 : Éléments triangulaires de référence

## **4.4 Technique de modulation de largeur d'impulsion**

### **4.4.1 Introduction**

La modulation en largeur d'impulsion (MLI) ou pulse width modulation (PWM)[4,15], est une méthode permettant à la fois la variation de la tension de sortie et le contrôle de son contenu harmonique (ce qui n'est pas le cas pour une commande pleine onde ).

Elle consiste à introduire des commutations supplémentaire à fréquence plus élevée que la fréquence du fondamentale, transformant la tension en suite de créneaux d'amplitude fixe et de largeur variable.

Le choix de la séquence d'allumage détermine à la fois l'amplitude et la fréquence de la tension de sortie.

### **4.4.2 Principe de la MLI**

Pour un entraînement avec une machine asynchrone, l'inductance de la machine et l'inertie du système mécanique comptent pour un filtrage ``passe-bas`` des composantes harmoniques de la tension de sortie .

Les autres harmoniques introduisent des distorsions du courant de charge, des perte harmoniques dans l'onduleur et dans la charge et des oscillations du couple électromagnétique.

Pour ces raisons, on doit concevoir les circuits de commande de l'onduleur d'après le principe de technique de modulation des impulsions pour l'optimisation du contenu harmonique.

Les tension et les courants de sortie d'onduleur remplacent les formes d'ondes sinusoïdales. Puisque le fonctionnement de l'onduleur est discret, on peut seulement générer une forme d'onde à pulsations avec un contenu harmonique très proche de l'onde sinusoïdale. Pour cela, on doit modifier le rapport d'enclenchement d'une façon sinusoïdale et cette méthode s'appelle modulation de largeur d'impulsions (MLI).

On peut aussi modifier les valeurs efficaces de la tension et du courant de sortie à l'aide de la technique MLI. Pour cela, on va définir l'indice de modulation comme le rapport entre la valeur efficace dans le cas sans modulation et celle avec modulation.

Beaucoup de techniques de modulation ont été développées dans les dernières années en liaison avec le très grand nombre d'applications des onduleurs monophasés ou triphasés. Une classification possible qui groupe les techniques de modulation en trois types:

- MLI après un signal de référence
- MLI après une séquence optimale ( spécialement l'annulation de certaines basses fréquences harmoniques)
- MLI en boucle fermée

Les schémas de principe des onduleurs restent les mêmes, c'est la commande des interrupteurs qui est modifiée.

La MLI présente un avantage important, puisqu'elle permet de faire varier la valeur de la fréquence fondamentale de la tension de sortie.

Dans les simulations on utilise deux types de modulations :

- Modulation engendrée
- Modulation calculée

♣ **Modulation engendrée :** La modulation engendrée : ou les angles résultent directement ou le plus souvent indirectement de la comparaison entre une modulante (généralement une sinusoïde à la fréquence du fondamentale) et une porteuse (généralement une onde triangulaire à une fréquence plus élevée).

Si la référence est sinusoïdale, deux paramètres caractérisent la commande:

- L'indice de modulation  $m$ , égal au rapport  $\frac{f_p}{f_r}$  des fréquences de la modulation (porteuse) et de la référence.
- Le coefficient de réglage en tension  $r$ , égal au rapport de l'amplitude de la tension de référence à la valeur de crête  $U/2$  de l'onde de modulation.

La modulation engendrée est caractérisée par :

- La présence ou l'absence de synchronisation entre porteuse et la référence donne la modulation synchrone ou asynchrone.
- La forme de l'onde de référence (sinus, triangle, sinus+harmonique3)
- La manière de comparer la porteuse et la référence (échantillonnage naturel à l'intersection des deux ondes ou régulier si l'on échantillonne la référence à chaque sommet ou à chaque période de la porteuse)
- La forme de l'onde porteuse (triangulaire isocèle, dent de scie,.....)

♣ **Modulation calculée :** La modulation calculée est obtenue en trouvant les angles de commutation d'avance par un calcul direct en résolvant un système d'équation non linéaire.

La modulation calculée est caractérisé par :

# l'élimination sélective d'harmonique avec généralement imposition de la valeur de la fondamentale,



- # les modulations optimales ou l'on essaie de minimiser une fonction de coût ( pointes de courant, pertes, couple pulsatoire),
- # le nombre des niveaux de tension de sortie par l'onduleur (2,3 ou niveau 0).
- **Exemple:**

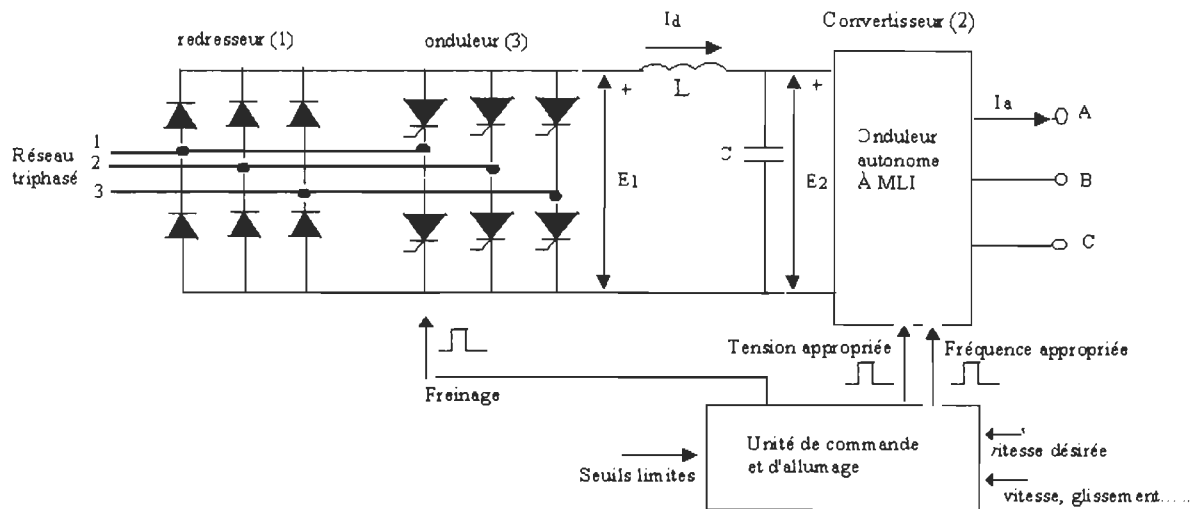


Figure 4.4 : Diagramme schématique d'un redresseur et d'un onduleur à MLI

Afin de comprendre le principe, considérons l'onduleur de tension MLI de la figure 4.4. Un redresseur en pont (1) produit une tension constante  $E1$  dont la valeur filtrée  $E2$  apparaît à l'entrée de l'onduleur. Grâce aux signaux émis par les unités de commande et d'allumage, l'onduleur génère une série d'impulsions de tension positives d'amplitude constante, suivies par une série d'impulsions semblables mais de signe contraire (figure 4.5). La largeur de ces impulsions et les intervalles les séparant sont ajustés de sorte que la forme d'onde se rapproche d'une sinusoïde.

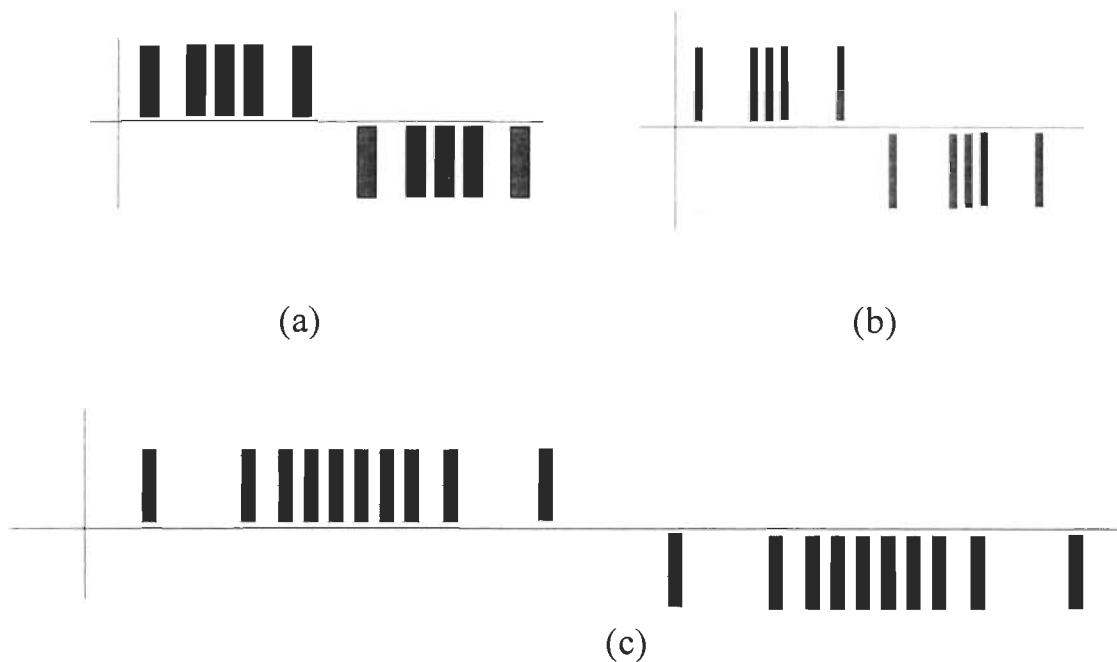


Figure .4.5 :

- a- forme d'onde de la tension produite par l'onduleur ML , fréquence 60Hz
- b- forme d'onde donnant une tension efficace à 60Hz
- c- forme d'onde donnant une tension efficace à 30Hz

En augmentant le nombre d'impulsions par alternance, on peut produire des fréquence aussi basses que désiré. Alors, pour réduire la fréquence de 60Hz de l'onde montrée sur la figure.4.5.a par un facteur 2, on augmente le nombre d'impulsions par alternance de 5 à 10 (figure.4.5.c) .

La largeur des impulsions et l'intervalle qui les sépare sont conçus pour éliminer les harmoniques de basse fréquence, telles que les 3<sup>e</sup> , 5<sup>e</sup> et le 7<sup>e</sup> harmoniques.

La commande de l'onduleur MLI est effectuée par ordinateur. Le logiciel associé tient compte de l'amplitude et de la fréquence désirées et ajuste la largeur et le nombre d'impulsions en conséquence.

### 4.2.3 Conclusion

Comme on peut le constater, la tâche du numéricien pour modéliser l'ensemble du process est énorme, chaque domaine physique concerné pouvant à lui seul faire l'objet d'études spécifiques longues et coûteuses. Dans le chapitre suivant nous ferons un point sur l'état de l'art (à notre connaissance) en nous attardant sur les résultats obtenus ou les perspectives ouvertes ces dernières années.

## *Chapitre 5*

# *Modélisation électrothermique de l'IGBT*

### **5.1 Introduction : Position du problème**

Les paramètres qui caractérisent un IGBT sont très nombreux. On peut les classer en deux catégories qui sont les paramètres statiques et les paramètres dynamiques, ils nous renseignent sur le comportement du dispositif lorsque celui-ci est ou non en fonctionnement [1,2,5,17]. Certains de ces paramètres sont indiqués dans les notices des constructeurs [9], d'autres ne le sont pas, selon que le semi-conducteur est destiné à tel emploi.

En effet l'utilisation de la haute fréquence et l'évolution des techniques de modulation, nous a obligé à maîtriser l'ensemble du processus et de l'adapter aux mieux à ces nouveaux besoins.

Les travaux menés depuis plusieurs années sur le sujet de la modélisation thermique des composants électroniques [1,3,5,8,13,15,17] se sont essentiellement axés, pour des raisons historiques, sur la compréhension de la physique du composant en améliorant et en complétant les lois du comportement électro-thermique.

En parallèle des modèles des composants électroniques[3,7,8,11,16,18] ont été intégrés dans les logiciels spécialisés, afin de mieux connaître leur comportement électrothermique.

Le caractère purement physique, électrique et thermique des phénomènes entourant la modélisation du composant électronique, sont reliées au premier lieu à la compréhension des phénomènes qui se déroulent à l'intérieur du composant lors de son fonctionnement [1,12].

En contrepartie, l'étude de l'écoulement thermique à travers les jonctions et la prédictions des niveaux d'échanges thermiques entre les différentes couches constituant le composant est très importante. Rappelons que la seule sollicitation à la quelle est soumise le composant électronique est justement le transfert thermique avec le milieu ambiant (radiateur).

De ce fait, la validation quantitative du modèle doit donc obligatoirement passer par une connaissance parfaite de cette sollicitation.

Il n'est pas question ici d'examiner toutes les spécifications qui caractérisent un IGBT; nous nous limiterons à l'étude du comportement thermique, en faisant une formulation de ces paramètres thermiques ( $R_{th}$ ,  $C_{th}$  et  $Z_{th}$ ) en haute fréquence [7,10,12,17].

En effet, le mauvais contrôle de la température au sein de l'IGBT peut l'endommager ou il peut se produire une dégradation de ses performances, surtout sa durée de vie.

Ainsi, la puissance maximale indiquée par le constructeur doit être respectée à tout instant pendant le fonctionnement du dispositif. On sait qu'une élévation de température au niveau de la jonction ne doit pas excéder la température maximale de jonction  $T_{jmax}$  fixée par le constructeur.

Ainsi les watts développées à l'intérieur du cristal doivent être évacuées à l'extérieur par l'intermédiaire du boîtier et du radiateur.

La température maximale de jonction  $T_{jmax}$  est un paramètre qui figure toujours dans les notices; elle ne doit jamais être atteinte par le dispositif en régime permanent. C'est seulement dans le cas d'une surcharge que l'on admet un dépassement de  $T_{jmax}$  [15,16]. Habituellement, la température maximale de jonction  $T_{jmax}$  est limitée entre 100 et 150 °C, à cause de la contrainte thermique instantanée induite dans la jonction donnée par

$$\sigma_{th} = \frac{E.\alpha.\Delta T}{1-2\gamma}$$

Avec

$E$  : module de Young (GPa)

$\alpha$  : coefficient d'expansion thermique ( $10^{-6}/^{\circ}C$ )

$\Delta T$  : variation instantanée de température ( $^{\circ}C$ )

$\gamma$  : coefficient de Poisson

## 5.2 Suggestion de la méthodologie

Puisque le problème étudié est non linéaire, d'une telle géométrie (simple dans notre cas) , il est sûr qu'une méthode numérique est plus approprié.

Pour un problème donnée, les étapes pour la détermination des gradients de température consistent à la satisfaction des conditions d'équilibre, de compatibilité et les propriétés intrinsèques des matériaux constituant le solide. En revanche; la méthode des éléments finis [24], est une méthode où on peut exprimer le comportement de tout le solide.

Cette méthode serait limitée s'il n'existait pas d'ordinateur permettant de résoudre les systèmes d'équation simultanées auxquels conduit le processus de discrétisation.

Un certain nombre de programme d'analyse par élément finis à très grande capacité ont été mis au point. Le programme d'éléments finis à 3D **EMRC NISA II** version PC [21,25] est disponible au laboratoire d'électrothermie industrielle à l'UQTR et au département d'informatique de l'UQAH.

### 5.2.1 Description du programme

Le programme d'analyse par éléments finis **NISA II** est composé d'une série de modules qui, selon les cas traités, peuvent se prêter à différentes utilisations. NISA II utilise quatre phases pour l'**analyse** d'un problème donné. La figure 5.1 à la page suivante montre les quatre phases groupées en forme d'organigramme (dans la nouvelle version 98 les phases 1, 2 et 4 sont regroupées dans DISPLAY3).

Le module **DISPGB** de **NISA II** comprend les phases No1 et 2. La phase No3 est représentée par **NISAHEAT**. Enfin, la phase No4 est représenté par **DISPPOST**.

- **Phase No 1:** La première phase est celle de **l'entrée des données**. Cette phase est utilisée pour faire la description géométrique du problème, la description des propriétés des matériaux, du chargement électrique et des conditions aux limites du problème physique.
- **Phase No 2:** La deuxième phase est la **bibliothèque des éléments**. Cette phase présente un intérêt particulier : c'est la où se trouve programmés les algorithmes de formulation de tous les éléments disponibles. Cette seconde phase exploite donc les données entrées à la première pour expliciter les équations algébriques des éléments à l'aide des algorithmes programmés adéquats. Elle comprend également les calculs nécessaires pour déterminer la position des équations de chaque élément par rapport à celle des éléments voisins, ainsi que les opérations permettant leur combinaison. Ces dernières étapes permettent d'obtenir un système complet d'équations algébriques pour la représentation en **éléments finis** de l'ensemble du solide.
- **Phase No 3 : NISAHEAT** est le programme de la phase No 3 (en transfert de chaleur ) qui est la phase de **résolution** qui traite les équations formées à la phase précédente. Pour l'analyse **non-linéaire transitoire** de transfert de chaleur, le programme utilise devaste calculs portant sur toute l'histoire du chargement, des propriétés et des conditions aux limites.



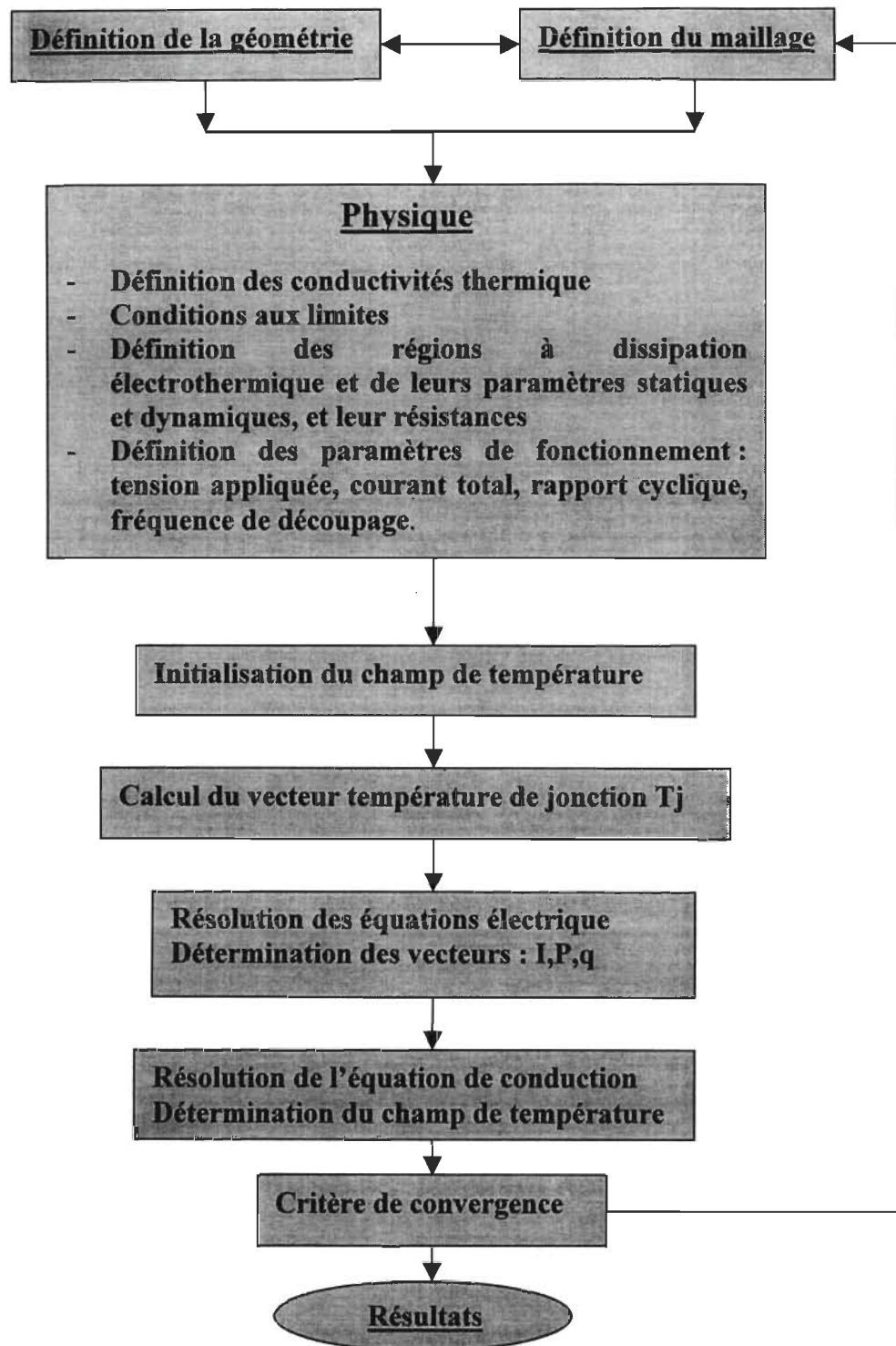


Figure 5.1 : Déroulement de l'analyse d'un problème de transfert de chaleur.

➤ **Phase No 4:** La phase No4 est représentée par **DISPPOST**, cette phase est celle de **l'impression** qui fournit un document de présentation des résultats sur lequel on peut fonder des décisions concernant par exemple un choix de proportions, ou d'autres questions de conception.

Le module utilisé pour réaliser le modèle thermique est le **NISA II/ HEAT TRANSFER**. **NISA II/ HEAT** est un programme pour l'analyse en éléments finis du transfert de chaleur linéaire et non- linéaire en régime transitoire et en régime permanent. Le programme utilise une méthode et un temps d'intégration optimal pour résoudre les problèmes linéaires et non- linéaires de conduction, radiation, changement de phase. Le module est directement relié par un interface avec **DISPLAY II** pour la sortie des résultats.

#### 5.2.2.1 Principe

Un fichier NISA comprend trois blocs de données :

- \* Commandes exécutables: Commandes alphanumériques qui spécifient les paramètres de contrôle pour l'analyse, c'est à dire, spécifient le type d'analyse qui va être utilisé.
- \* Modèle : Ce bloc représente généralement la majeure partie des données à entrer. Il décrit les caractéristiques du modèle comme les nœuds, éléments, matériels et propriétés géométriques.
- \* Analyse : Ce bloc décrit les données pertinentes pour l'analyse c'est à dire, chargement, conditions aux limites, contrôle de la sortie des résultats.

Le modèle et l'analyse ont chacun une carte pour l'identification, qui indique la fonction du groupe de données. On utilise parfois des termes anglais, de peur de mal traduire et ainsi perdre la signification des mots.

### 5.3 Structure géométrique du modèle choisi

Il n'existe pas actuellement de modèle complet de composant électronique permettant de faire une simulation électrothermique complète. Cependant des modèles des composants électroniques se sont développés afin de répondre aux besoins de la recherche et de l'industrie.

En effet, il s'agit de faire une représentation la plus réaliste d'une structure semi-conducteur, néanmoins, il est indispensable de se rappeler qu'il s'agit d'une image de la zone représentative de l'IGBT.

Ainsi, même en dessinant les parties du modèle, les proportions exactes n'ont pas pu être respectées à cause du maillage très fin requis par les couches les plus minces.

L'oxyde de grille de l'IGBT est de l'ordre de  $0.1\ \mu\text{m}$ , avec un tel échelle, on ne récupère que quelque dizaines de  $\mu\text{m}$  pour le dessin, à peine le polysilicium de la grille se verrait-il, il faut donc bien se souvenir que les silhouettes du type de la figure 5.2 sont une convention.

De ce fait, la figure 5.2 montre le modèle en élément finis de la jonction de l'IGBT ainsi choisie, cette structure a été inspiré de l'article [18], pour une raison de comparaison afin de valider le modèle sur NISA .

En effet, dans cette étude nous voulions essentiellement évaluer l'impédance thermique de la jonction en régime dynamique.

Ainsi, elle dépend des éléments qui composent la jonction uniquement et non du boîtier.

De leur côté les caractéristiques du boîtier sont fournies par les manufacturiers.

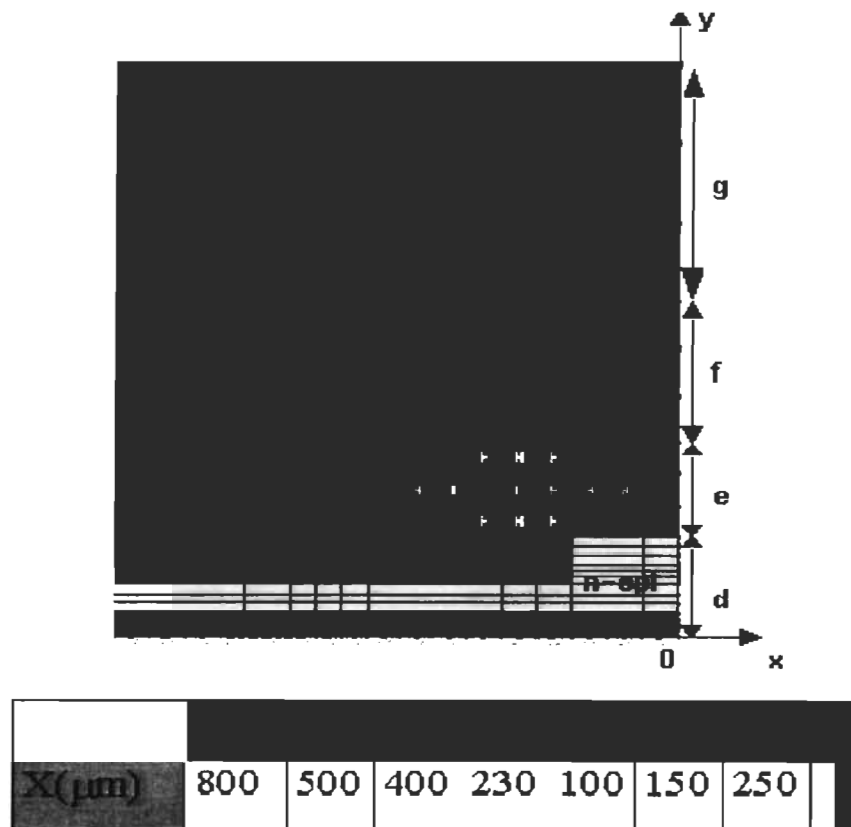


Figure 5.2 : Implantation d'une coupe d'une cellule IGBT dans l'environnement NISA

Vu la très grande capacité thermique du boîtier de l'IGBT, sa température varie très peu et demeure constante pendant les cycles de commutations en régime dynamique [7,10,12,17].

L'ensemble des modèles des composants électroniques, ne prend pas en compte le caractère non linéaire des processus thermiques, ainsi, les données sont thermo-dépendant et connues pour chaque constituants du composant.

On voit là apparaître une des principales difficulté de la simulation qui consiste à trouver les moyens de caractérisation à la hauteur de la finesse du jeu de donnée requis pour sa mise en œuvre .

Rappelons que quelque soit les effets prévus par ce modèle, il n'est pour origine qu'une seule et unique cause; l'échange thermique avec le milieu ambiant.

Dans les problèmes de transfert de chaleur cela revient à appliquer les conditions de Dirichlet ( $T = \text{cte}$ ) pour le boîtier. Ainsi, l'impédance thermique de la région de la jonction est caractérisée par  $R_{thj}$  et  $C_{thj}$ .

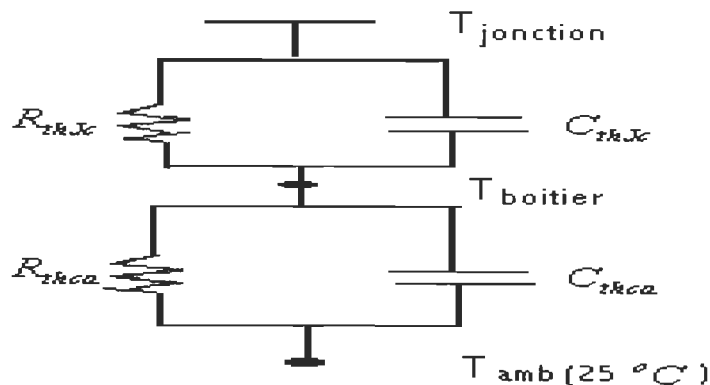


Figure 5.3 : Schéma électrique de l'écoulement de chaleur

La facilité plus au moins grande avec laquelle la chaleur produite dans le cristal est transmise au boîtier lui même peut être assimilée à une résistance thermique.

En effet, en régime permanent, la quantité de calories qui quitte le point chaud est proportionnelle à la différence de sa température avec celle du

point froid (ou ambiant), vers laquelle les calories s'en vont, on peut établir une analogie avec la loi d'Ohm, la résistance thermique freinent l'écoulement thermique.

La conjugaison des deux donne naissance à une différence de température, plus la résistance thermique sera faible, meilleure sera l'écoulement de la chaleur vers l'extérieur .

Ainsi, la température à laquelle est portée la jonction en fonctionnement établie est directement proportionnelle à la quantité de chaleur développée à ce niveau et à la résistance thermique qui existe entre la jonction et les autres milieux.

Mais, dans un régime transitoire, il faut tenir compte du fait que la jonction et le boîtier peuvent accumuler une certaine énergie thermique, celle-ci est nécessaire pour amener ces corps à la température finale.

Cette accumulation d'énergie peut être prise en considération dans le schéma thermique équivalent par des capacités  $C_{thJ}$  et  $C_{thB}$  correspondant à la jonction et le boîtier.

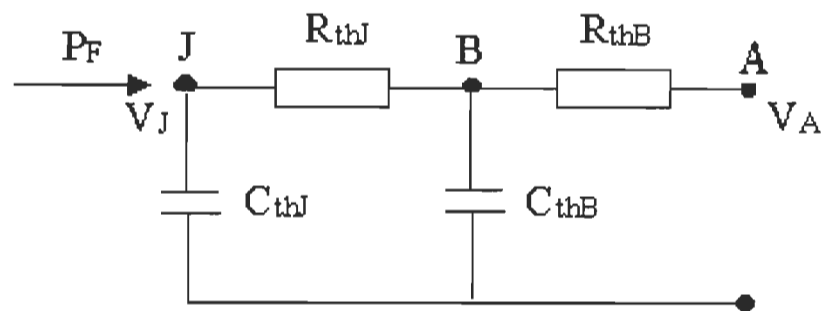


Figure 5.4 : Schéma thermique équivalent pour des phénomènes transitoires correspondant à la jonction et le boîtier

Il s'avère pratiquement impossible de déterminer les valeurs numériques pour les résistances et les capacités thermiques à partir de la configuration géométrique de l'élément redresseur.

Il est possible de définir une fonction de transfert:

$$C_{thk}(s) = \frac{\Delta V_o}{\Delta P_F} = \sum_{k=1}^n \frac{R_{thk}}{1 + s \tau_{thk}} \dots\dots\dots(5.1)$$

où n est le nombre des circuits RC en série et  $\tau_{thk} = R_{thk} C_{thk}$

$\tau$  la constante du temps thermique du circuit K.

pour  $s = 0$ , on obtient la relation valable au régime permanent :

$$\sum_{k=1}^n R_{thk} = R_{thtot} \dots\dots\dots(5.2)$$

avec  $R_{thtot}$  : la résistance thermique totale entre la jonction et l'air ambiant.

Connaissant, l'allure temporelle des pertes  $P_F$ , il est possible de calculer l'allure de la température de la jonction  $V_j$  en fonction du temps à l'aide de la fonction de transfert, selon les règles de la transformation de Laplace.

Il est possible de déterminer l'allure de la température de manière graphique en faisant appel à la loi de superposition.

Si les pertes  $P_{Fi}$  agissent pendant  $t_i$ , on trouve expérimentalement ou par calcul, l'augmentation de la température de la jonction  $\Delta V_{ji}$  et l'on obtient

$$R_{th}(t_i) = \frac{\Delta V_{ji}}{P_{Fi}} \dots\dots\dots(5.3)$$

L'exploitation de l'ensemble du modèle pourra prendre en charge de nombreuses fonctions telles que: l'ajustement du cycle optimal du point de consigne en fonction des variations des caractéristiques des différentes couches constituant le modèle. Afin d'éviter des cycles inutilement longs la prévision de la commande et de la limitation de la puissance maximale seront utiles.

Quand la température du point le plus froid des couches ne peut être accessible par des mesures, on calculera en continu cette température à partir d'autres température faciles à mesurer.

### 5.3.1 Constituants matériels du modèle

Les propriétés des matériaux constituant les différentes couches de la jonction sont présentées dans le tableau 5.1.

Vu les dimensions prises pour la géométrie du modèle de l'IGBT, la conversion des unités des différents paramètres est nécessaire.

	Densité $\rho$ $Kg / cm^3$	Chaleur spécifique $C_p$ $J / kg.^{\circ}C$	Conductivité thermique $K$ $W / cm.^{\circ}C$
Aluminium	2.698 E-03	9.205 E+02	2.254 E+00
Cuivre	8.940 E-03	3.849 E+02	3.9748 E+00
Silicium	2.330 E-03	7.029 E+02	1.2552 E+00
Bonding	2.202 E-03	8.104 E+02	1.824 E+00

Tableau 5.1: Caractéristiques des différents matériaux constituant l'IGBT

- Les unités utilisées lors la conception du modèle:

**K** : conductivité thermique :  $PJ3ns.\mu m.^{\circ}C$

$\rho$  : densité :  $Pg / \mu m^3$

**Cp** : capacité de chaleur massique :  $PJ / P_g.^{\circ}C$

**a** : diffusivité thermique :  $\frac{\mu_m^2}{ns}$



Ainsi, le calcul de la densité de puissance appliqué au niveau de la jonction au puissance surfacique sera présenté dans cet section.

Pour question de validation et comparaison, nous avons pris les valeurs compatible avec les références [6,8,15].

$$P_{\text{surfacique}} = 8 \frac{A}{cm^2} * 500V = 4.10^3 \frac{A}{cm^2} = 0.04 \frac{pj}{ns.\mu m^2}$$

Mais vu qu'il a un coefficient de pénétration [21,26] de 0.001[NISA], on considérer notre modèle de l'IGBT pas comme une surface (2D), mais comme un volume (3D).

$$P_{\text{volumique}} = 0.04.10^{-4} \frac{pj}{ns.\mu m^3}$$

La puissance électrique injectée à travers la jonction du silicium est calculée par un système de régulation intégré au modèle géométrique en fonction de la consigne de courant fixée ou variable.

### 5.3.2 La physique

Rappelons brièvement ici les différents phénomènes physiques intervenant lors du transfert thermique, malgré un procédé relativement simple, ce type de traitement fait intervenir des phénomènes éminemment complexes dans chaque élément impliqué dans le processus .

Ainsi, le phénomène thermique est important suivant le régime étudié, s'il est permanent, l'écoulement thermique a suffisamment de temps pour faire un échange avec le milieu ambiant mais s'il est transitoire, la question du temps d'écoulement est majeure.

On va donc avoir à faire en ce qui concerne la sollicitation thermique soit à des phénomènes fortement non linéaires et/ou instationnaires.

En ce qui concerne l'aspect physique du composant, là aussi les processus mis en œuvre dans le composant sont complexes, l'augmentation ou la chute de la température dans les différents zones du composant s'effectuent par conduction et pertes convectives vers l'extérieur.

Celle-ci apportent localement des chaleurs latentes de transformation en influençant donc à leur tour les pertes calorifiques.

### **5.3.3. Modèle en éléments finis**

La méthode des éléments finis imposera des hypothèses plus au moins simplificatrices sur les propriétés du matériau et sur les conditions aux limites.

Le choix se portera sur la méthode des éléments finis : elle repose sur la discrétisation de l'espace et du temps. Ainsi, le principe de cette méthode sera résumé dans la paragraphe suivant.

Le principale avantage de cette méthode; est sa très grande généralité : elle peut traiter la géométrie en prenant compte des conditions aux limites et des propriétés des matériaux [25,31] .

Puisque la géométrie du modèle choisit est quadrilatérale en 2D, un choix judicieux du type d'éléments utilisés pour modéliser le modèle est très important. La précession et le temps de calcul dépendent fortement du maillage utilisé.

Ainsi, pour le maillage en éléments finis, on a utilisé le type d'éléments isoparamétrique linéaire 2D .

- Nombre d'éléments : 378
- Nombre de nœuds : 667

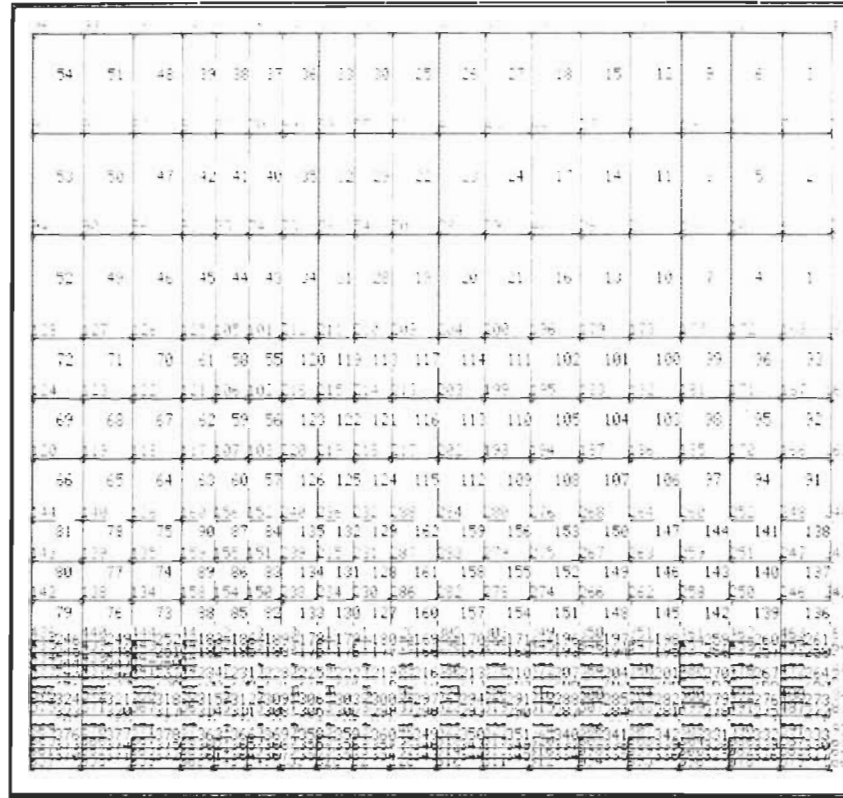


Figure 5.5 : Modèle en éléments finis de la cellule d'IGBT

La réalité industrielle est guidée par la connaissance de la température de la jonction en régime transitoire. Par conséquent, pour chaque nœud du maillage, il est possible de suivre l'évolution de la température.

Ainsi, tous les détails de la géométrie peuvent être représentées (mailler suffisamment les jonctions et surtout la jonction au niveau du silicium) car c'est leur comportement que l'on cherche généralement à étudier.

Ainsi, des tests de sensibilité des résultats à la finesse du maillage ont été effectués et un maillage final a été adopté.

## 5.4 Méthode électrique

### 5.4.1 Méthode MLI ( Modèle de commande dans SIMULINK )

La figure 5.6 Montre le modèle de commande de l'IGBT basé sur la méthode de modulation de largeur d'impulsion (MLI ) avec une fréquence de 900Hz. Pour ce faire on compare un triangle d'une fréquence très élevé avec une fonction sinus, pour imposer un courant sinusoïdale de 60Hz dans la charge. Ainsi le résultat de cette comparaison c'est un signal MLI (PWM) figure 5.7 qu'on applique au niveau de la jonction.

De ce fait, durant chaque phase positive, la grille de l'IGBT reçoit un nombre limitée de signaux de commande (ON,OFF)

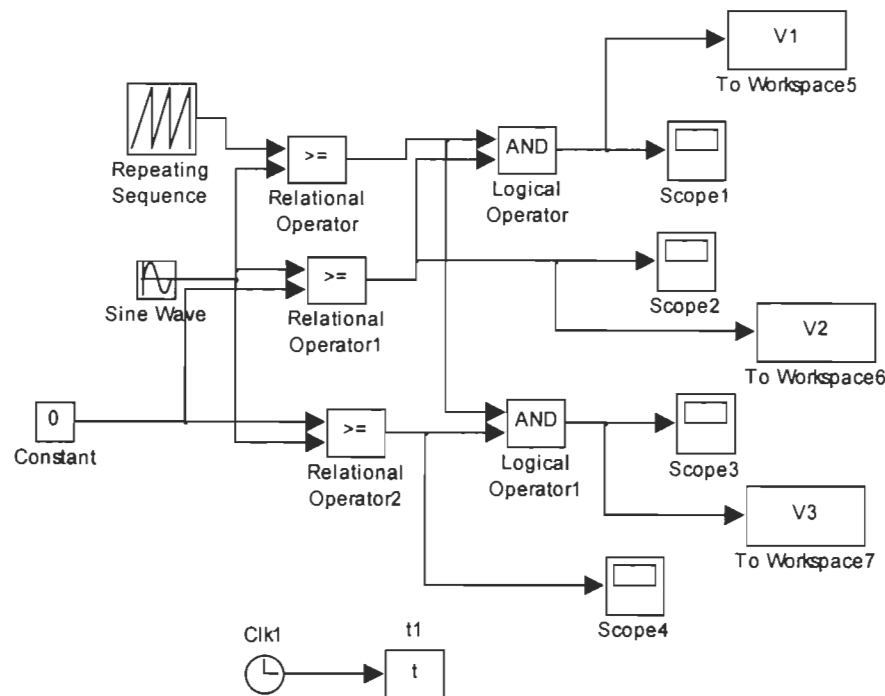


Figure 5.6 : Modèle dans Simulink illustrant la commande MLI

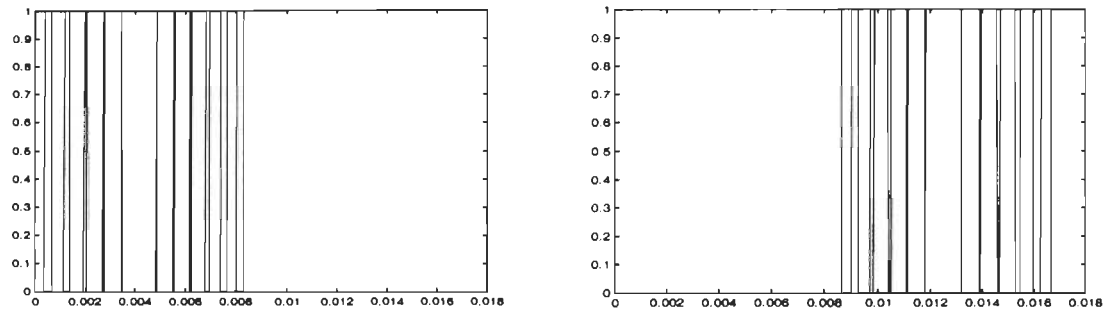


Figure 5.7 : Signaux de commande carrés

### 5.5 Résultats de simulation sur NISA.

L'ensemble des résultats de calcul est traité par un post-processeur spécifique dans NISA .

Quatre calculs ont été effectués de l'écoulement thermique pour un nombre maximum de cycles de 50.000 cycles (impulsions) et pour une durée de 50 ns. Pour une impulsion (figure 5.8), on voit apparaître deux zones critiques, une croissance de température au niveau de la jonction du silicium et puis une décroissance (échauffement et refroidissement).

Les autres essais ont été réalisés à des fréquences variant de 900Hz à 20kHz, et ceci pour mieux comprendre le comportement thermique à certains niveaux de fréquence en régime transitoire.

En effet, aucun des quatre essais n'a été poursuivi au delà de 50 mille cycles (impulsions :  $t_{on}, t_{off}$ ) à cause d'une limite de calcul au niveau du post - processeur du logiciel (NISA).

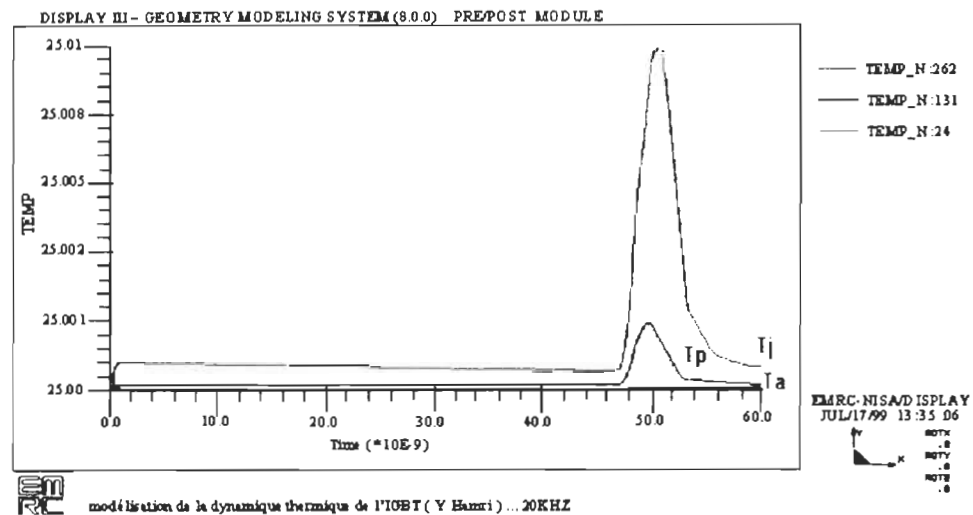


Figure 5.8 : Évolution de la température pendant une période  $t_{[on,off]}$

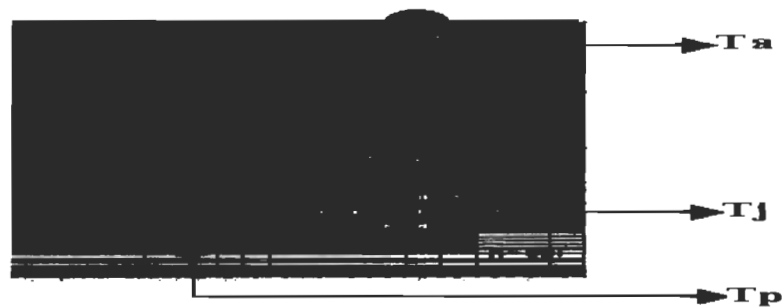


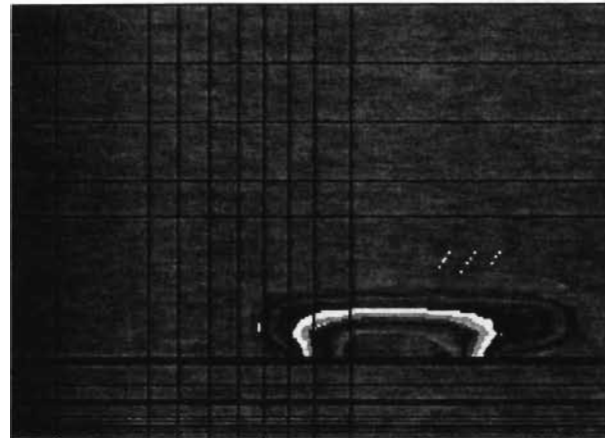
Figure 5.9 : La disposition des différents points d'enlèvement de température dans le modèle d'IGBT

$T_j$  : nœud  $N^o 262$  : correspond à un nœud au niveau de la jonction du silicium, là où se produit la chaleur lors de la commutation,

$T_p$  : nœud  $N^o 131$  : correspond à un nœud au niveau du silicium dopé,

$T_a$  : nœud  $N^o 24$  : correspond à un nœud qui se trouve au bord du modèle et qui est considéré comme le milieu ambiant.

DISPLAY II - GEOMETRY MODELING SYSTEM (8.0.0) PRE/POST MODULE



TEMPERATURE  
VIEW : 25.000  
RANGE: 25.01

25.01  
25.009  
25.008  
25.007  
25.006  
25.005  
25.004  
25.003  
25.002  
25.001  
25.001  
25.00

EMRC-NISA/DISPLAY  
JUL/17/99 13:35:06

ROT X  
.0  
ROT Y  
.0  
ROT Z  
.0

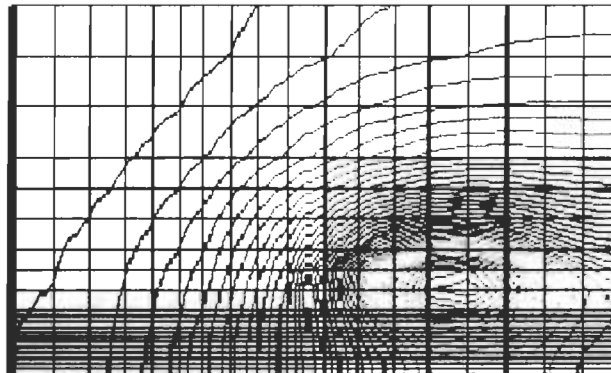


SHAPSHOT NUMBER = 1 AT TIME ZONE = 1.063E+00

modélisation de la dynamique thermique de l'IGBT (Y Hamri) ... 20KHZ

Figure 5.10 : Distribution de la température pendant une période  $t_{[on,off]}$

DISPLAY III - GEOMETRY MODELING SYSTEM (8.0.0) PRE/POST MODULE



TEMPERATURE  
VIEW : 25.000  
RANGE: 25.01

25.01  
25.009  
25.008  
25.007  
25.006  
25.005  
25.004  
25.003  
25.002  
25.001  
25.001  
25.00

EMRC-NISA/DISPLAY  
JUL/17/99 13:35:06

ROT X  
.0  
ROT Y  
.0  
ROT Z  
.0



SHAPSHOT NUMBER = 1 AT TIME ZONE = 1.063E+00

modélisation de la dynamique thermique de l'IGBT (Y Hamri) ... 20KHZ

Figure 5.11 : Distribution des lignes de flux thermiques à travers le modèle d'IGBT

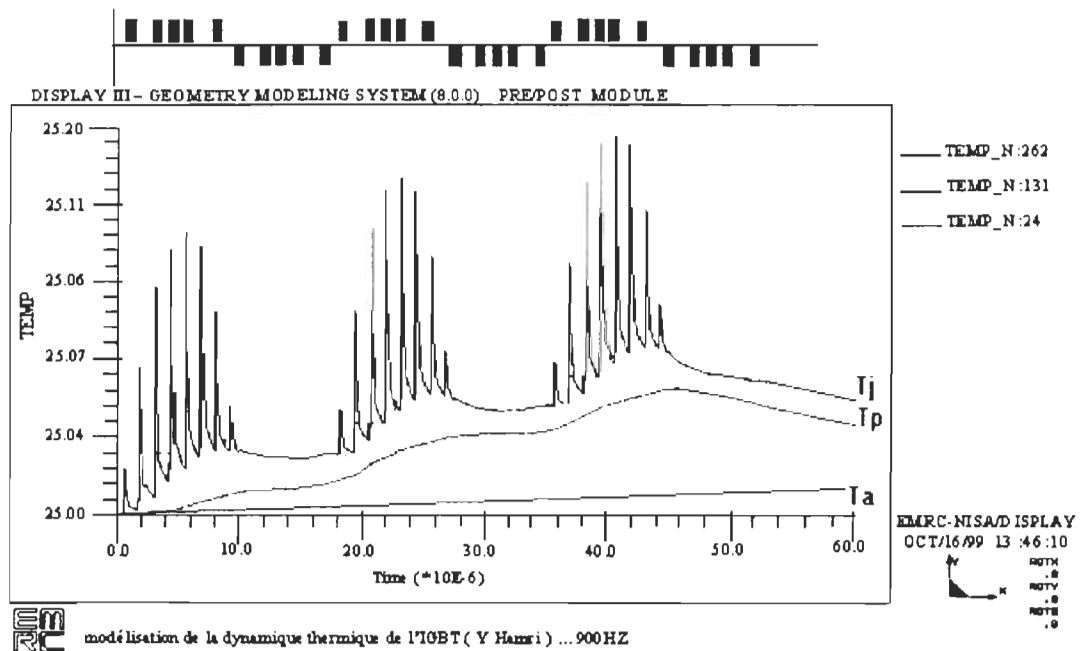


Figure 5.12 : Évolution de la température au niveau de la jonction à une fréquence de 900Hz.

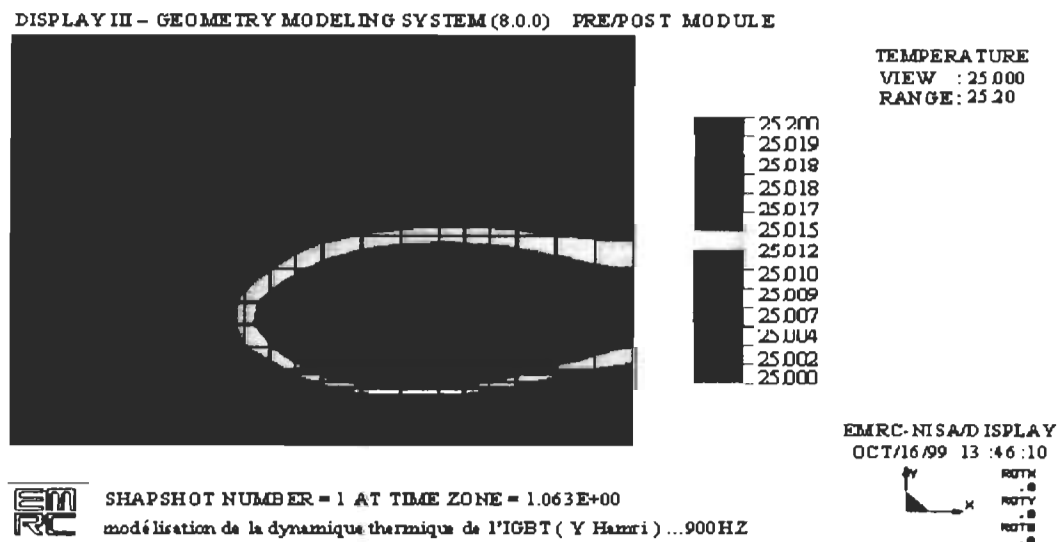


Figure 5.13 : Distribution de la température au niveau de la jonction à une fréquence de 900Hz



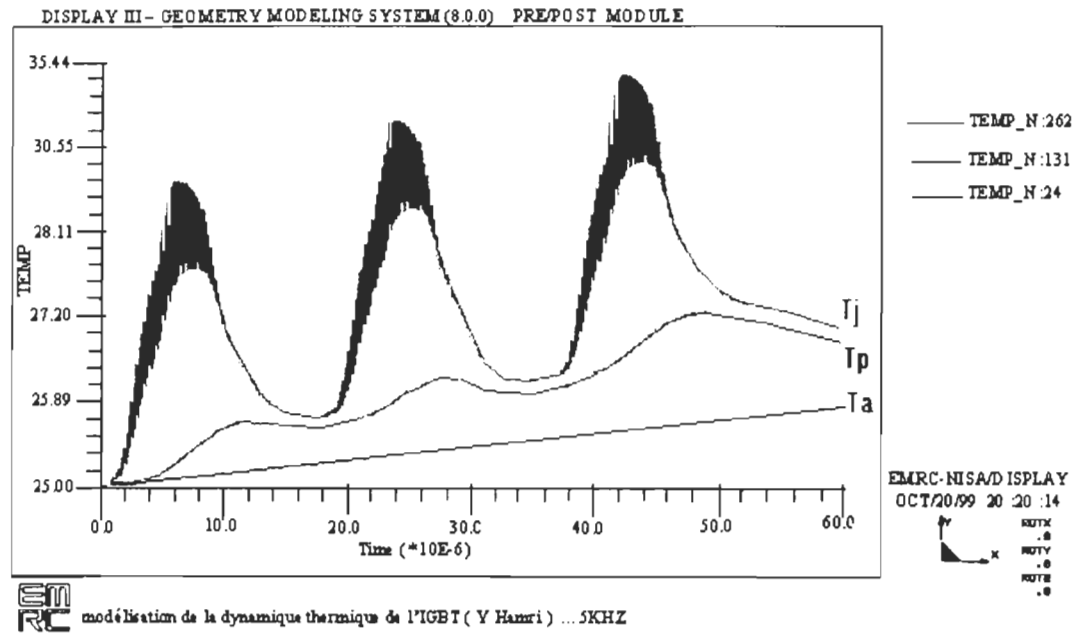


Figure 5.14 : Évolution de la température au niveau de la jonction à une fréquence de 5KHz

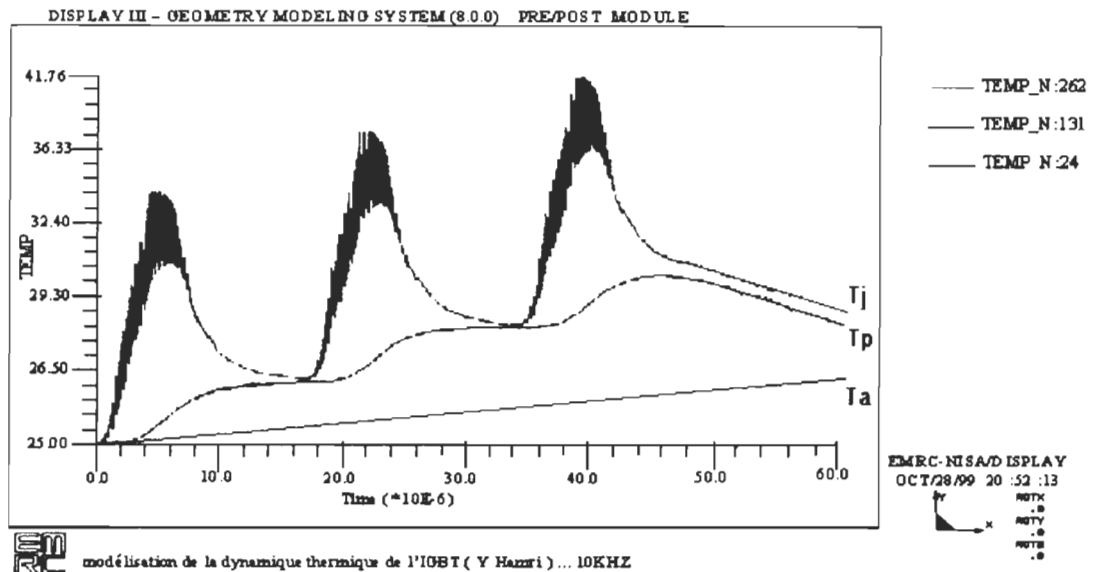
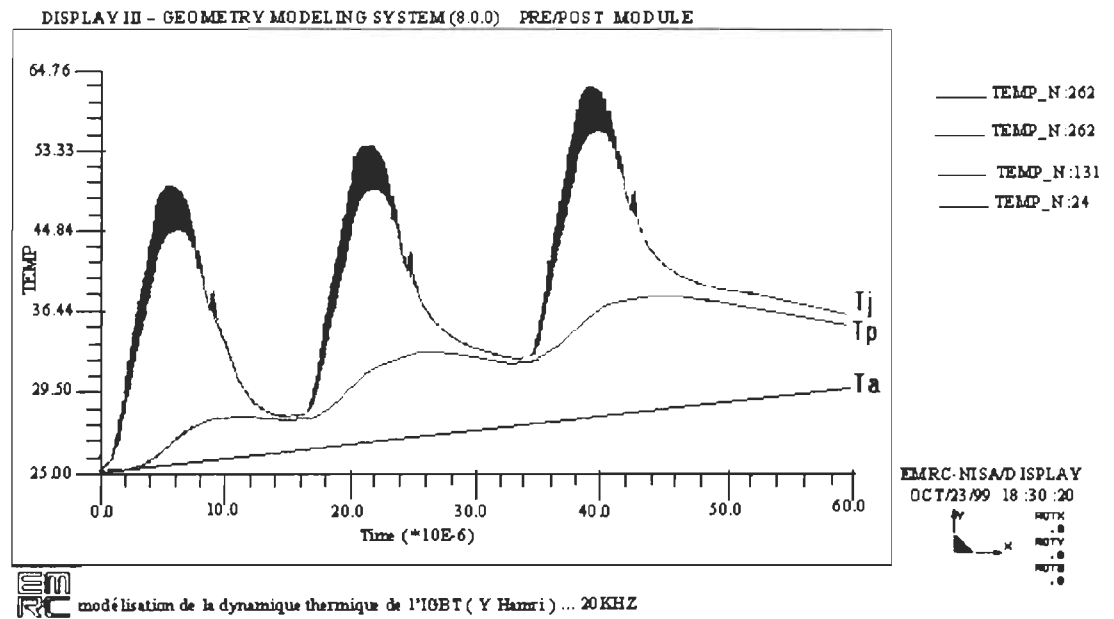


Figure 5.15 : Évolution de la température au niveau de la jonction à une fréquence de 10KHz



Figures 5.16 : Évolution de la température à une fréquence de 20KHz

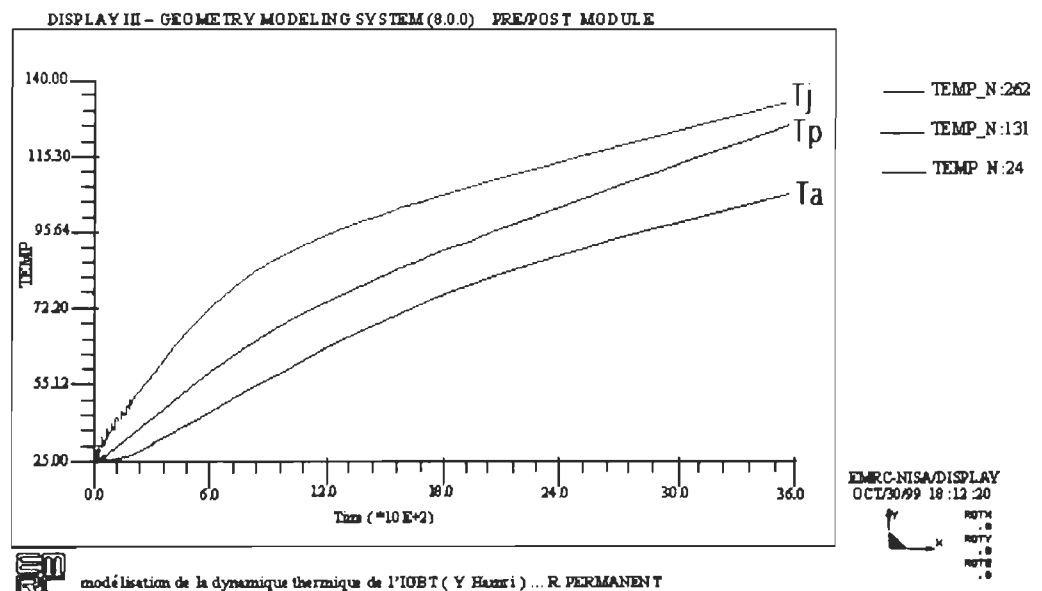


Figure 5.17 : Évolution de la température dans l'IGBT en régime permanent

	Cycle 1			Cycle 2				Cycle 3	
	T <sub>1</sub>	T <sub>2</sub>	T <sub>3</sub>	T <sub>4</sub>	T <sub>5</sub>	T <sub>6</sub>	T <sub>7</sub>	T <sub>8</sub>	T <sub>9</sub>
900hz	25	25,09	25,02	25,02	25,13	25,05	25,05	25,19	25,04
5khz	25	28,55	25,8	25,8	31,44	26	26	35,4	27,5
10khz	25	33,5	26,2	26,2	37	27,6	27,6	41,7	31
20khz	25	46	28	28	52,3	32	32	63,5	37,2

Tableau 5.2 : Variation de la température durant chaque cycle de commutation à différentes fréquences.

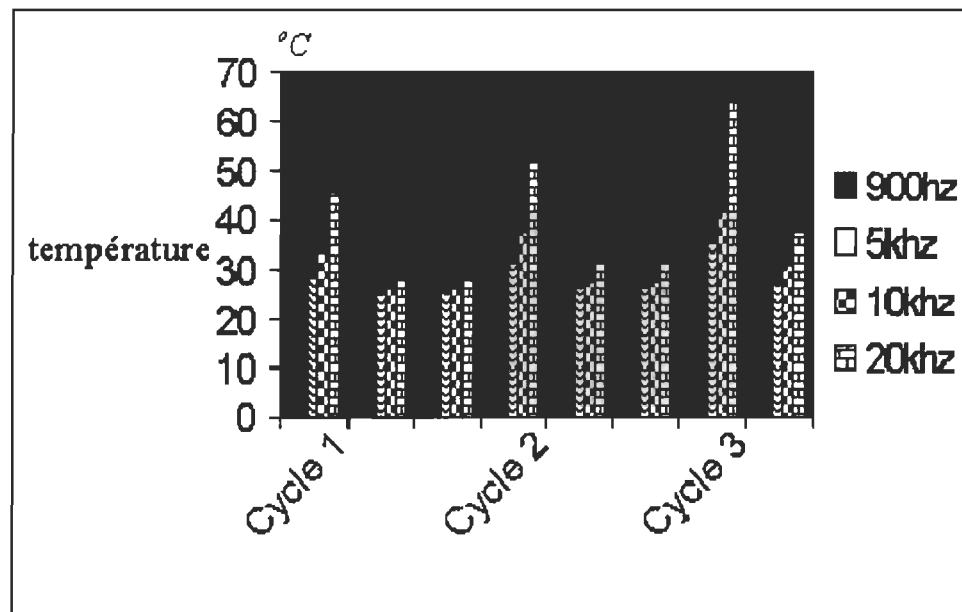


Figure 5.18 : Évolution de la température au niveau de la jonction par rapport à chaque cycle de commutation

	Cycle 1	Cycle 2	Cycle 3
	Tc1max	Tc2max	Tc3max
900hz	25,09	25,13	25,19
5khz	28,55	31,44	35,4
10khz	33,5	37	41,7
20khz	46	52,3	63,5

Tableau 5.3 : Température maximale pendant chaque cycle de commutation pour différentes fréquences

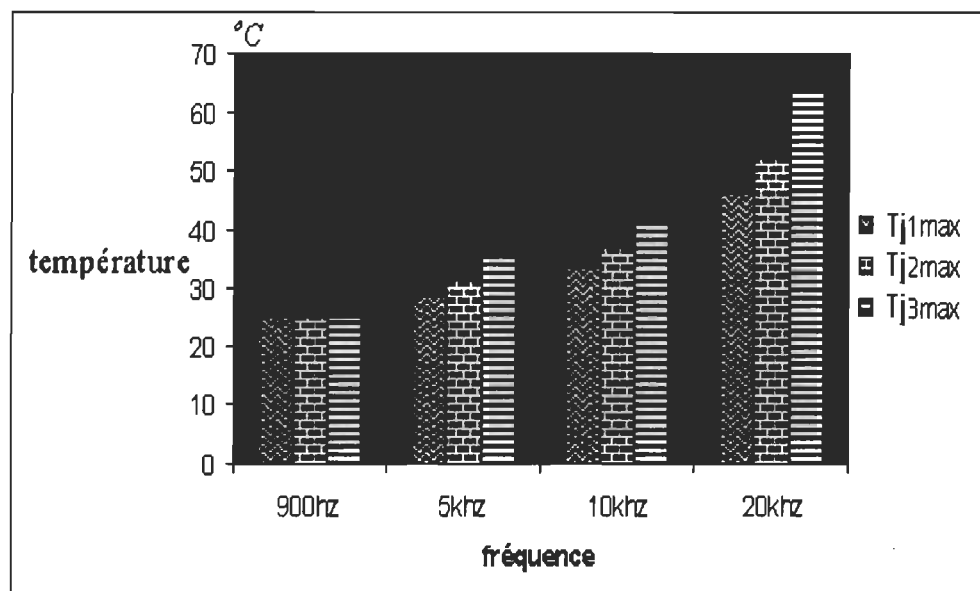


Figure 5.19 : Évolution de la température au niveau de la jonction pendant chaque fréquence

### 5.5.1 Résultats et interprétations

Dans cette étude, nous avons mis en évidence l'intérêt qu'il y a pour suivre l'évolution de la température de la jonction puisqu'elle constitue le noyau de tout écoulement de chaleur vers les autres parties constituant du composant.

Un certain nombre de simulations nous ont indiqué que l'évolution de la température au niveau de la jonction est corrélée non linéairement (figure 5.8) avec l'énergie thermique produite à l'intérieure du composant.

L'allure générale donnée à la figure 5.8 présente des limites de validité, soit pour des basses fréquences ou pour les hautes fréquences, ces limites de validité comme nous allons le voir s'expliquent par les échanges thermiques et leurs effets sur les différents contraintes.

En effet, la représentation exact de l'évolution de la température au niveau de la jonction, est basée sur l'équivalence entre la vitesse de l'écoulement thermique et la puissance appliquée, qui sera obtenue une fois la densité d'énergie est donnée. Ainsi, la vitesse que prend l'écoulement thermique peut varier suivant deux critères:

- la vitesse maximum d'écoulement; elle est donnée par la puissance maximum appliquée ;
- la vitesse minimum d'écoulement; au dessous de cette valeur, la puissance thermique est générée durant un temps trop long. Par conséquent, la conductibilité thermique du silicium dissipe cette énergie sans que la surface dépasse la température ambiante.

Dans le domaine des basses fréquences, le gradient de température peut être modulé par la vitesse de l'écoulement thermique.

Pour une même contrainte, une diminution de l'écoulement thermique augmente le gradient de la température.

Si l'on passe maintenant à l'évolution de la température au niveau de la jonction à une fréquence de 20KHz, c'est à dire vers des valeurs élevées de la fréquence une augmentation de la température se traduit par une augmentation de la température dans la jonction causée par l'accumulation d'un résidu thermique d'un cycle à l'autre.

On sait qu'à la surface ( $T_a$ ) va subir une élévation de température cette élévation de température provient d'une inversion de la distribution de température, le cœur se trouvant momentanément plus chaud que la surface. Ainsi, la température en profondeur (au niveau de la jonction) va donc diminuer pour rapidement pour tomber dans les environs de la température ambiante ( $25^{\circ}\text{C}$ ).

Nous n'avons pas cherché à délimiter ce domaine de traitement, mais on remarque simplement que cette limite dépend très fortement de la fréquence utilisée. Plus la fréquence est basse plus la limite de l'écoulement thermique sera situé à de faibles distances de la jonction. Alors qu'au contraire plus que la fréquence est élevée, plus que l'écoulement thermique se fera à une distance plus importante de la jonction.

Finalement, on remarque que l'allure générale donnée dans les quatre figures 5.12-5.16 est presque la même, elle diffèrent seulement par la température maximale atteinte au niveau de la jonction lors de la simulation.

Cela indique donc qu'il existe une très grande possibilité d'action sur le gradient thermique en agissant non plus sur les paramètres physiques, le coefficient de convection, mais principalement sur la fréquence d'excitation.

La règle générale qui ressort des différents figures veut donc que pour une fréquence donnée une diminution ou une augmentation de la température au niveau de la jonction, sera obtenue en diminuant ou en augmentant la fréquence d'utilisation.

### 5.5.2 Mesure de l'échauffement

L'échauffement du composant électronique (IGBT) dépend des pertes, car celle-ci apparaissent toujours sous forme de chaleur.

On sait que ces pertes augmentent avec plusieurs facteurs, puisque l'échauffement doit être limité afin de ne pas détériorer le réseau cristallin du semi-conducteur.

Il faut conclure que la constitution physique du semi-conducteur doit être prise en considération, parce que une augmentation non contrôlée de la température au niveau du semi-conducteur, réduit inévitablement le nombre d'années de service qu'on peut attendre.

Lorsque le composant électronique (IGBT) fonctionne de façon intermittente, il peut supporter sans risque un échauffement excessif durant n'importe quel moment de fonctionnement, et cela reliée au mode de refroidissement utilisé ainsi que la puissance appliquée.

On peut déterminer l'échauffement au niveau de la jonction par la méthode de l'augmentation de la résistance, cette méthode consiste à mesurer la résistance d'un semi-conducteur à froid à une température connue et de nouveau lorsque le semi-conducteur est chaud.

La température à chaud est donnée par la formule :

$$t_2 = \frac{R_1}{R_2}(234 + t_1) - 234 \dots\dots\dots(5.4)$$

avec :  $\theta = t_2 - t_1$

Où :

$t_2$  : température à chaud ( $^{\circ}\text{C}$ )

$t_1$  : température à froid ( $^{\circ}\text{C}$ )

$R_1$  : résistance à chaud ( $\Omega$ )

$R_2$  : résistance à froid ( $\Omega$ )

234 : constante égale à  $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{0.000427}$

$\theta$  : échauffement du semi-conducteur ( $^{\circ}\text{C}$ )

$t_2$  : température ambiante lorsque le semi-conducteur est chaud ( $^{\circ}\text{C}$ )

Le tableau IV résume le pourcentage de l'échauffement de la jonction pendant une durée de 50ns

	900hz	5khz	10khz	20khz
Échauffement $\theta$	0.11%	4.44%	9.30%	22.30%

Tableau 5.4 : Échauffement de la jonction pendant une période de 50ns

## 5.6 Montage expérimental à base d'IGBT

### 5.6.1 Approche expérimentale

La plupart du temps, il s'agit de caractériser le composant électronique à étudier par des thermocouples en relevant l'évolution de température, puis par des techniques d'identifications on en déduit les flux thermiques du composant vers le milieu ambiant.

Cette approche possède deux inconvénients majeurs:



D'une part, elle n'est pas prédictive et donc ne peut s'inscrire efficacement dans une démarche d'optimisation. D'autre part, s'il est intéressant pour des composants de forme très élémentaire de caractériser la distribution de température, cette approche est limitée par le caractère discret des relevés thermiques.

On peut signaler que si les techniques d'identification des flux à partir des relevés de température sont au point sur des modèles monodimensionnel (axisymétrique par exemple). Ils sont beaucoup plus difficiles à mettre en œuvre dès que des champs thermiques bidimensionnels ou tridimensionnels sont présent au sein du composant.

### 5.6.2 Topologie

Il s'agit d'un onduleur monophasé (figures 5.20-5.21) à base d'IGBT (IXYS : 50N60AU1) (figure 5.23) basé sur la commande (figure 5.22) par la méthode de modulation de la largeur d'impulsion (MLI). La charge peut être un moteur asynchrone, ou un circuit quelconque et pour simplifier l'étude on prend son équivalent R-L.

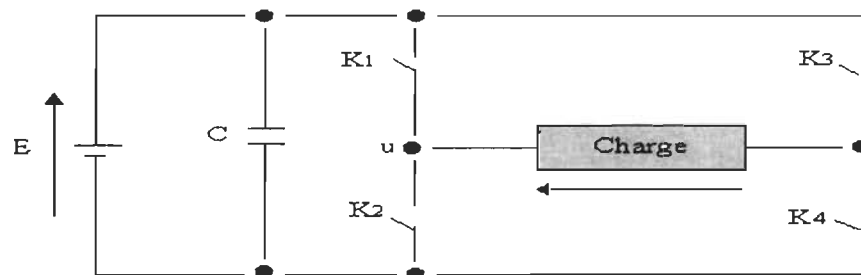


Figure 5.20 : Schéma simplifié de l'ensemble convertisseur-charge

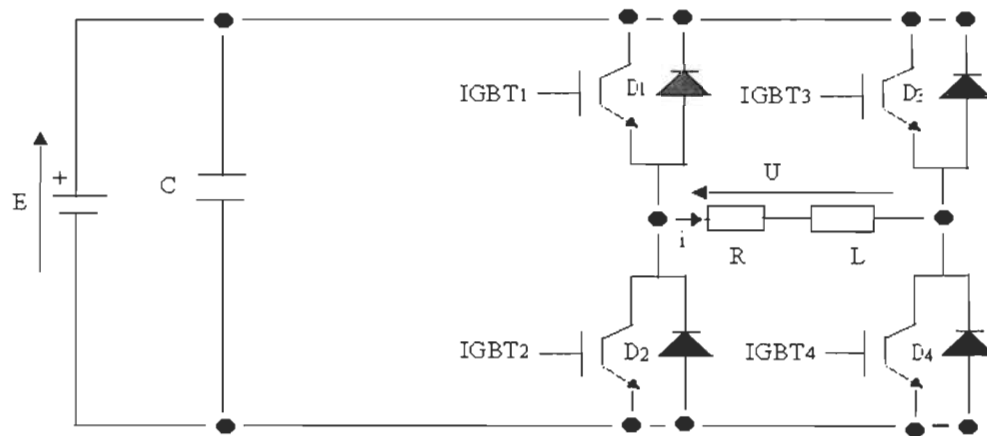


Figure 5.21 : Schéma électrique d'un onduleur monophasé à base d'IGBT

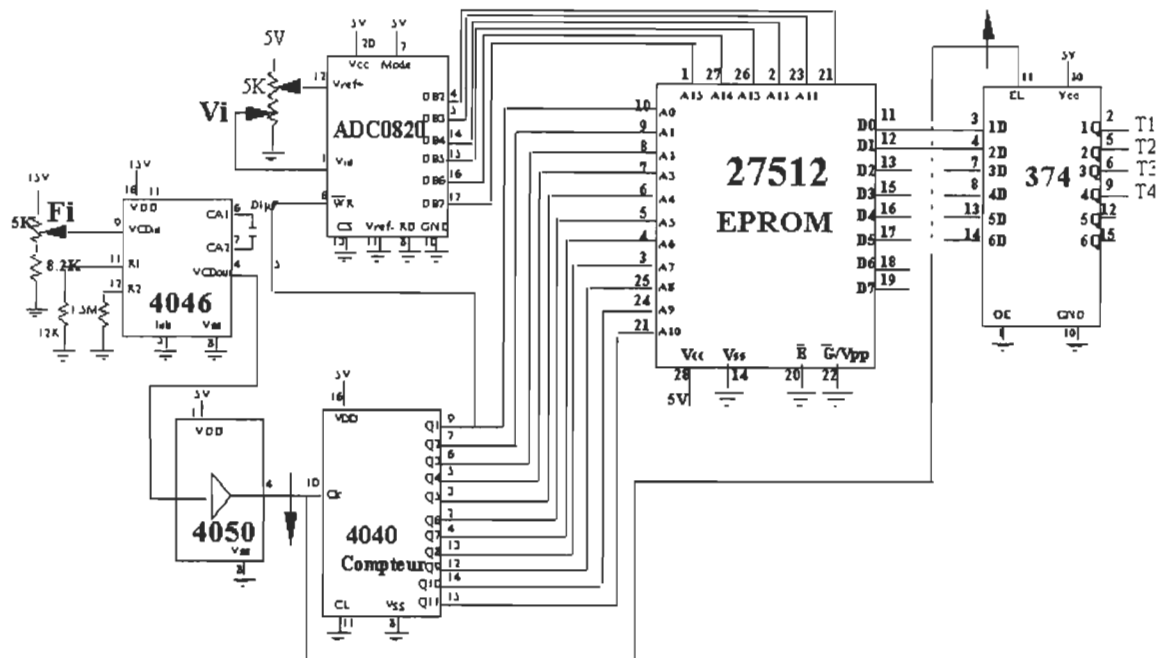


Figure 5.22 : Schéma de la commande (MLI) du circuit de puissance

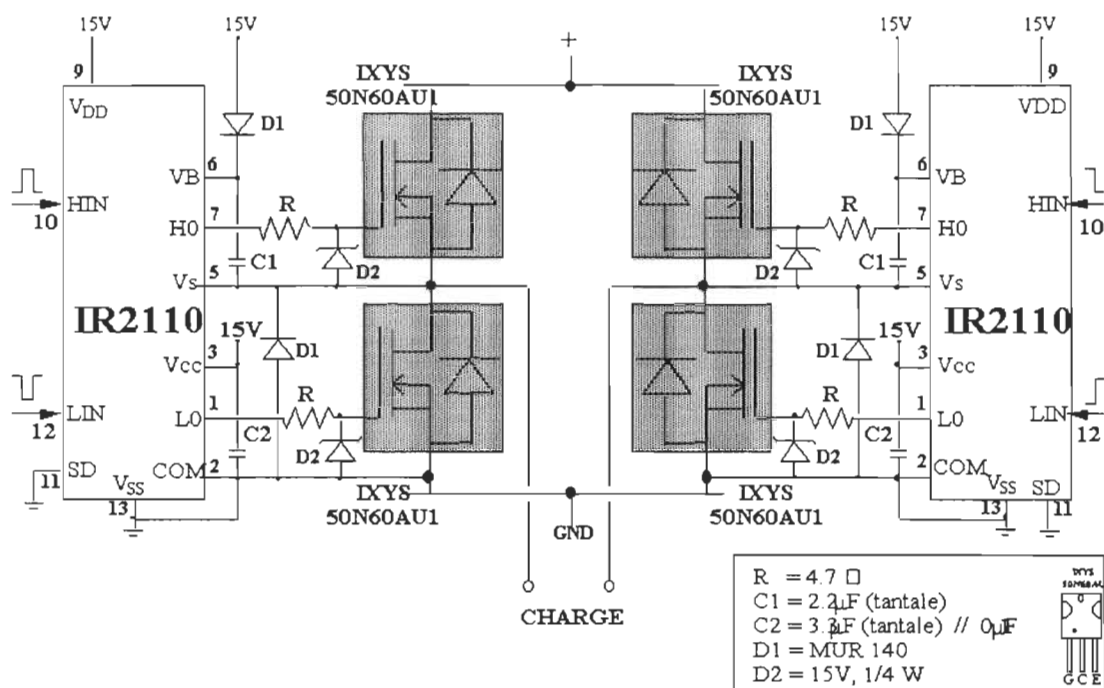
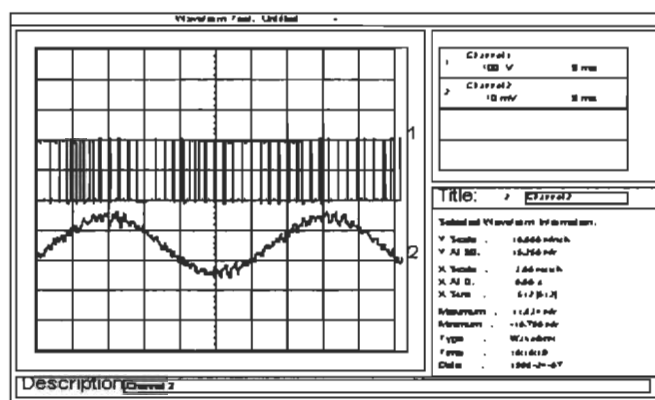


Figure 5.23 : Schéma complet du circuit de puissance à base d'IGBT



La Figure 5.24 : Évolution du courant dans la charge pour 900Hz

La figure 5.23 montre le courant dans la charge et la MLI d'attaque pour une fréquence de 900Hz. De son côté la figure 5.22 montre le schéma complet du montage expérimentale.

### 5.6.3. Exemple d'évaluation des pertes dans un IGBT [41,44,50]

- Formulation théorique de l'énergie perdue lors de la commutation

L'énergie perdue durant chaque cycle de commutation au niveau de l'interrupteur (IGBT) est illustré dans la figure 5.24.

Ainsi, l'énergie total dissipé durant les cycles de commutations au niveau de l'IGBT est la somme de l'énergie perdue lors de l'ouverture, la fermeture et la saturation, de plus on peut inclure l'énergie perdue dans la diode antiparallèle.

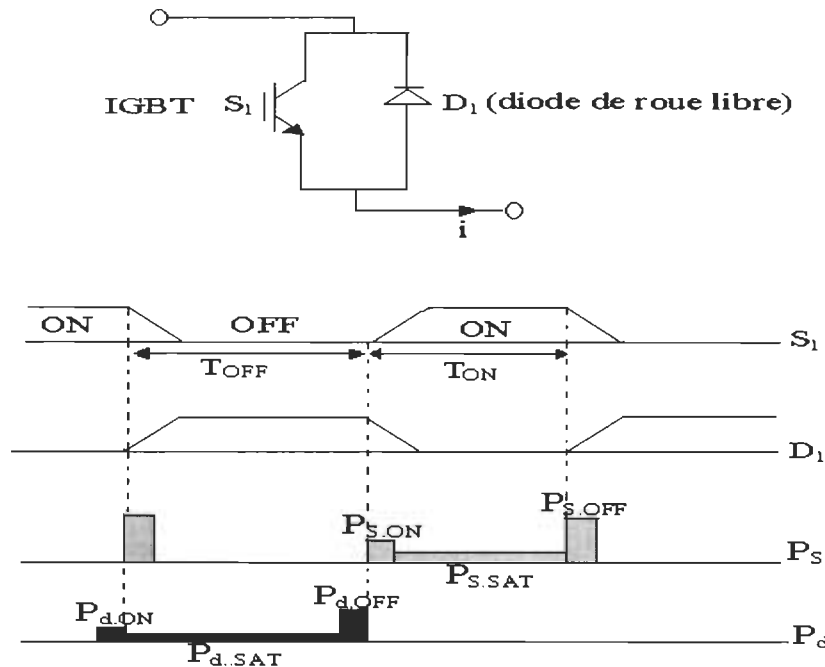


Figure 5.25 : L'énergie perdue pendant chaque phase de commutation

En fait, l'énergie perdue durant l'ouverture et la fermeture dépend de la tension  $V$  ainsi que du courant  $I_c$ , mais d'après des études [4,6,14,15], on montre que la variation de la température de la jonction a une grande influence sur la réponse en tension et en courant et que la variation de ces derniers auront une influence sur la variation de la température de la

jonction. Ainsi, d'après les trois paramètres ( $T_j$ ,  $V$ ,  $i$ ) on peut définir les deux fonctions suivant :

$$\begin{aligned} V_{S.sat} &= f_{S.sat}(T_j, i) \\ V_{d.sat} &= f_{d.sat}(T_j, i) \dots\dots\dots (5.5) \end{aligned}$$

Par conséquent, l'énergie totale dissipée pendant l'ouverture, la fermeture la saturation de l'interrupteur et la diode est en fonction des trois paramètres ( $T_j$ ,  $V$ ,  $i$ ).

$$\begin{aligned} P_{S.on} &= f_{S.on}(T_j, V, i) \\ P_{S.off} &= f_{S.off}(T_j, V, i) \\ P_{d.on} &= f_{d.on}(T_j, V, i) \dots\dots\dots (5.6) \\ P_{d.off} &= f_{d.off}(T_j, V, i) \end{aligned}$$

En effet, l'énergie totale dissipée est la somme de l'énergie de la phase transitoire, celle de la saturation et des diodes antiparallèles.

$$P_S = \sum_n P_{n_{S.on}} + P_{n_{S.off}} + P_{n_{S.sat}} \dots\dots\dots (5.7)$$

$$P_d = \sum_n P_{n_{d.on}} + P_{n_{d.off}} + P_{n_{d.sat}} \dots\dots\dots (5.8)$$

$$P_{total} = P_S + P_d \dots\dots\dots (5.8)$$

Les composantes du circuit test sont contenues comme suit:

- commande (PWM) figure (5.21)
- montage d'essais. Onduleur monophasé figure (5.22)

Alors que l'interrupteur utilisé est un IGBT de calibre 600V, 75A, son boîtier est de type TO-247 et son refroidissement est assuré par un radiateur externe (Annexe2). La figure 5.25 montre les mesures expérimentales du courant et de la tension aux bornes de l'IGBT en commutation

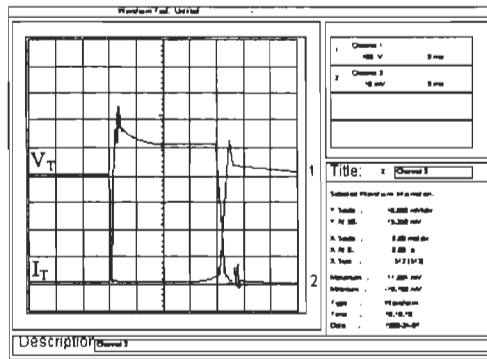


Figure 5.26 : Forme d'onde du courant et de la tension aux bornes de l'IGBT

### 1<sup>er</sup> pertes à la fermeture et en conduction

Comme le justifie le relevé de l'oscillogramme (figure 5.26), nous considérons une croissance linéaire du courant et une chute instantanée de la tension  $V_T$  à sa valeur de saturation.

Les pertes correspondantes sont données par :

$$P_{on} = \int_0^{t_{on}} V_{sat} \cdot tg\alpha \cdot t \cdot dt = F \cdot tg\alpha \cdot \frac{t_{on}^2}{2} \dots\dots\dots (5.9)$$

$tg\alpha = \frac{I_M}{t_{on}}$  est la vitesse d'établissement du courant, elle est liée à la valeur

de l'inductance (L) par :  $\frac{dI_L}{dt} = \frac{E}{L}$

on calcule :  $E/L = 320 / 7.5 = 43.14 \text{ A}_{\mu s}^{-1}$

on mesure :  $tg \alpha = 42 / 1U = 42 \text{ A}_{\mu s}^{-1}$

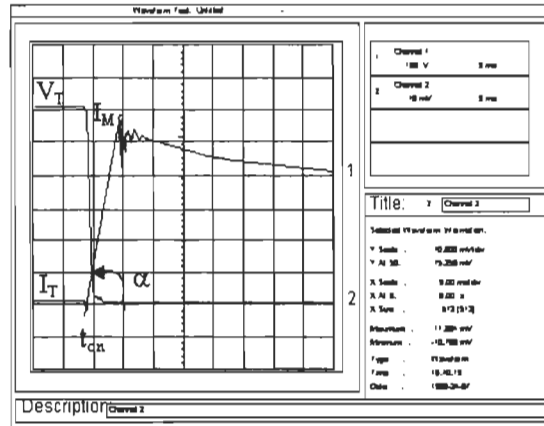


Figure 5.27 : Mise en conduction de l'IGBT

L'écart entre  $E/L$  et  $\tan \alpha$  correspond à une inductance de câblage (elle comprend celle de la connexion puce-boîtier) de 114 nH.

$V_{sat}$  étant égale à 2.7 V

$$P_{on} = 1.2 \text{ W}$$

À ces pertes, il convient d'ajouter celles dues à la décharge du capacité parasite qui se décharge à la commutation (figure 5.22).

La puissance dissipée dans le transistor lors de la décharge a pour expression :

$$P_{dec} = F \cdot \int V_{sat} \frac{E}{R_c} \exp\left(-\frac{1}{R_c C} t\right) dt = F \cdot V_{sat} \cdot E \cdot C \dots\dots\dots (5.10)$$

dans les conditions d'essais :

$$P_{dec} = 2.6 \text{ W}$$

En saturation, l'IGBT est traversé par un courant (30A) pendant une fraction de la période soit 0.29T. Par conséquent, la puissance perdue en conduction est :

$$P_{cond} = 2.7 * 0.29 * 30 = 23.49 \text{ W}$$

- pertes à l'ouverture

1ere façon : application du critère des moindres carrés

À l'ouverture, le courant et la tension sont échantillonnés avec un pas constant

$$I_T(t), V_T(t) \quad I_T(n_T), V_T(n_T) \quad n = 0 \text{ à } 24$$

Nous les modélisons par des polynômes d'ordre 4:

$$\begin{aligned} i_T(t) &= \sum_{i=0}^4 a_i t^i \\ v_T(t) &= \sum_{i=0}^4 b_i t^i \end{aligned} \dots\dots\dots(5.11)$$

les  $a_i$  et  $b_i$  sont les solutions de l'équations (1.74)

[T], matrice carrée d'ordre 5, est inversée par application de la méthode du pivot

on calcule :

$$\begin{aligned} t \in [0, t_{off}] \quad i_T(t) &= 32 - 5.05 t + 16.20 t^2 - 18.00 t^3 + 3 t^4 \\ v_T(t) &= 5 - 7 t + 4.2 t^2 - 15 t^3 - 1.2 t^4 \end{aligned}$$

Nous déduisons donc la puissance perdue à l'ouverture :

$$P_{off} = 35 \text{ W}$$

2eme façon : montée linéaire du courant

Cette façon consiste à exploiter la possibilité d'approximer la tension aux bornes du transistor par une droite figure 5.27.

$$t \in [0, t_{off}] \quad V_T(t) = \frac{175}{\Delta t_{off} = 1.12 \mu s} t \dots\dots\dots(5.12)$$

Les courants dans le condensateur ( $I_C$ ) et dans le transistor ( $I_T$ ) sont alors:



$$I_c = C \frac{dV_T}{dt} = C \cdot \frac{175}{\Delta t_{off}} \dots\dots\dots(5.13)$$
$$I_T = 1 - \frac{175}{\Delta t_{off}}$$

à partir des expressions (C5.12) et (C5.13), nous déduisons les pertes:

$$P_{off} = 33.53 \text{ W}$$

Soit une erreur relative (on considère le calcul de la première façon comme référence ) :

$$\frac{\Delta P_{off}}{P_{off}} = 4.4\% \quad (\text{par défaut})$$

en considérant une croissance linéaire du courant dans l'intervalle  $\Delta t_{off}$ , on

calcule :  $P_{off} = \frac{I^2 \cdot \Delta t_{off}}{24 \cdot C} = 12W$

Soit une erreur relative :

$$\frac{\Delta P_{off}}{P_{off}} = 6.6\% \quad (\text{par défaut})$$

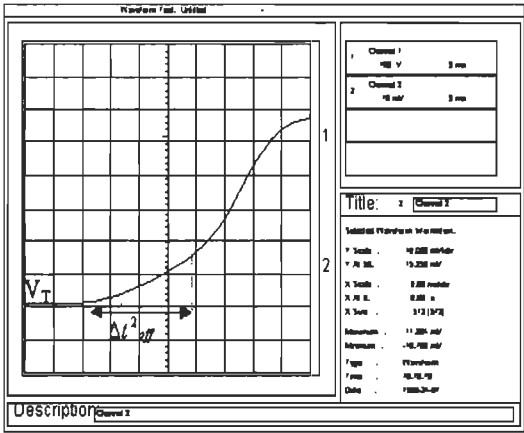


Figure 5.28 : Croissance linéaire de la tension

Bilan des pertes :

Pertes à l'ouverture	35W
Pertes à la fermeture	1.2W
Pertes en conduction	22.6W
Somme des pertes dans l'IGBT	58.80W

Dans cette exemple, nous avons vérifié les outils proposés pour les calculer les pertes dans un IGBT , le calcul des pertes à l'ouverture par l'application du critère des moindre carrés montre qu'une troncature à un degré faible est suffisante pour arriver à une bonne précision de la détermination précise des pertes

#### - Calcul thermique

En général les semi-conducteurs sont très sensibles à une grande élévation de la température interne. Donc il est important de faire un calcul précis de la température de la jonction  $T_j$ . Cette dernière dépend des pertes dans l'élément redresseur, de son comportement thermique et des conditions de refroidissement.

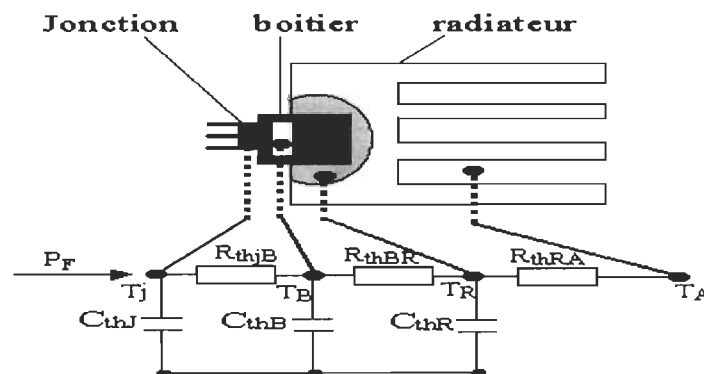


Figure 5.29 : Schéma thermique équivalent de l'IGBT avec refroidisseur en régime transitoire

Ainsi, les pertes se produisent dans la jonction, et la chaleur correspondante doit être évacuée à l'air ambiant. Alors que les résistances thermiques s'opposent au passage de cette chaleur, comme le montre schématiquement la figure 5.29.

$R_{thJB}$  entre jonction et boîtier

$R_{thBR}$  entre boîtier et radiateur

$R_{thRA}$  entre radiateur et air ambiant

À l'aide du schéma équivalent il est possible de calculer l'augmentation de la température  $\Delta T$ , ainsi, en général on a la relation :  $\Delta T = R_{th} \cdot P_F$  qui est équivalente à la loi de Ohm  $\Delta U = R \cdot I$ , pour un système électrique. Dans le cas particulier de la figure 5.29 on obtient pour la température  $T_j$  de la jonction.

$$T_j = T_A + R_{thBR} \cdot P_F$$

$T_A$  est la température de l'air ambiant est donnée par

Alors que la résistance thermique totale entre la jonction et l'air ambiant

$$R_{thtot} = R_{thJB} + R_{thBR} + R_{thRA}$$

Généralement pour le calcul thermique les valeurs suivantes sont données : température maximale admissible de la jonction et température de l'air ambiant ainsi que les pertes  $P_F$ .

En outre on connaît les résistances thermiques  $R_{thJB}$ ,  $R_{thBR}$  et  $R_{thRA}$ , et que le mode de refroidissement se fait par convection naturelle.

- **Calcul :**

$$T_{JM} = 150 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$R_{thJB} = 1.07 \text{ } ^\circ\text{C/W}$$

$$R_{thBR} = 0.44 \text{ } ^\circ\text{C/W}$$

Les pertes sont  $P_F = 58.8\text{W}$  et la température de l'air ambiant  $T_A = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$

La résistance thermique totale doit être

$$R_{thot} = (T_J - T_A) / P_F = (150 - 25) / 58.80 = 2.2\text{ }^{\circ}\text{C} / \text{W}$$

D'où l'on tire

$$R_{thRA} = R_{thot} - (R_{thBR} + R_{thRA}) = 2.2 - (1.07 + 0.44) = 0.59\text{ }^{\circ}\text{C} / \text{W}$$

D'un autre côté, la température de l'air ambiant a une grande influence sur l'exploitation de l'élément redresseur.

Si cette température dépasse  $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ , il faut que  $R_{thot}$  prend certain valeurs bien précis.

Les fabricants donnent souvent, dans les feuilles d'application, des abaques permettant de déterminer  $R_{thRA}$  nécessaire en fonction de  $P_F$  et de

$$T_A.$$

Alors, pour les capacités thermiques, elles sont déterminées à partir de la fonction de transfert suivante :

$$C_{th}(s) = \frac{\Delta T_J}{\Delta P_F} = \sum_{k=1}^n \frac{R_{thk}}{1 + s\tau_{thk}} \dots\dots\dots(5.14)$$

où n est le nombre de circuits RC en série et  $\tau_{thk} = R_{thk}C_{thk}$  la constante de temps thermique du circuit k..

## 5.7 Résultats de simulation sur SABER

Les simulations sur SABER sont effectuées pour mieux comprendre le comportement électrothermique de l'IGBT au niveau de la jonction dans un onduleur ou bien dans un circuit de puissance à une fréquence bien définie. En d'autre terme on cherche à déterminer d'une façon réaliste et direct (expérimentale) le comportement thermique intérieur de l'IGBT.

En effet, pour valider nos résultats nous avons utilisé le modèle électrothermique implanté dans le simulateur Saber[22].

Pour une question de comparaison, nous avons effectuer une simulation complète sur 3 cycles 60 Hz. La figure 5.30 montre le montage de commande de l'onduleur dans l'environnement Saber.

### Montage de commande:

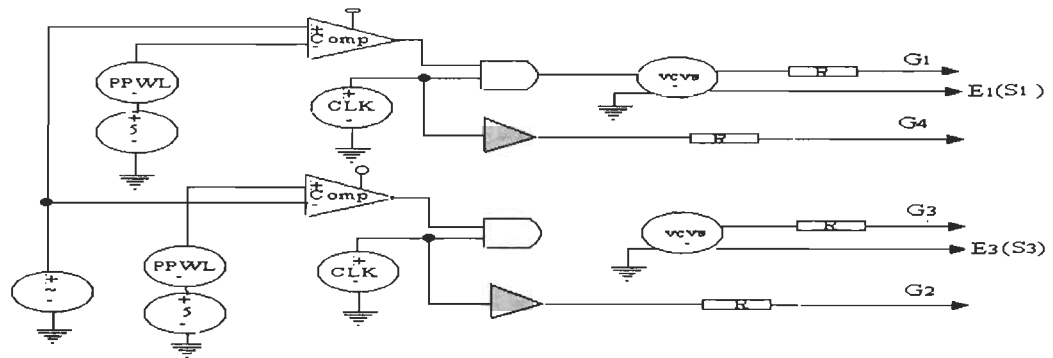


Figure 5.30 : Circuit de commande de l'onduleur à base d'IGBT

De son côté, la figure 5.31 montre en premier, les signaux servant à l'élaboration de la MLI, en second lieu le signal de commande de l'IGBT

et en dernier la forme du courant dans la charge pour une fréquence de 900Hz.

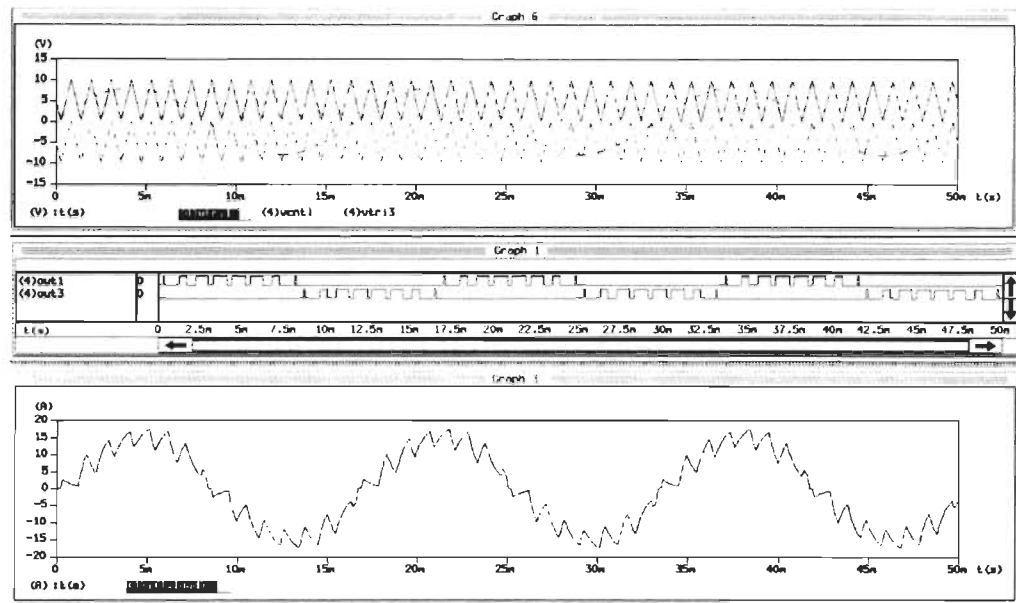


Figure 5.31 : Signal de commande de l'IGBT

L'onduleur du figure 5.32 est constitué de quatre interrupteurs électrique (IGBT) qui fonctionnent simultanément deux par deux.

L'onduleur fonctionne en commutation forcée et non pas en commutation naturelle.

Ainsi, pendant une demi-période de fonctionnement les interrupteurs  $K_1$  et  $k_4$  sont fermés alors que les interrupteurs  $K_2$  et  $k_3$  restent ouverts.

Pendant la demi-période suivante, c'est l'inverse  $K_1$  et  $K_4$  sont ouverts tandis que  $K_2$  et  $K_3$  sont fermés.

Le montage comporte des diodes de roue libre branchées en parallèle avec les interrupteurs.

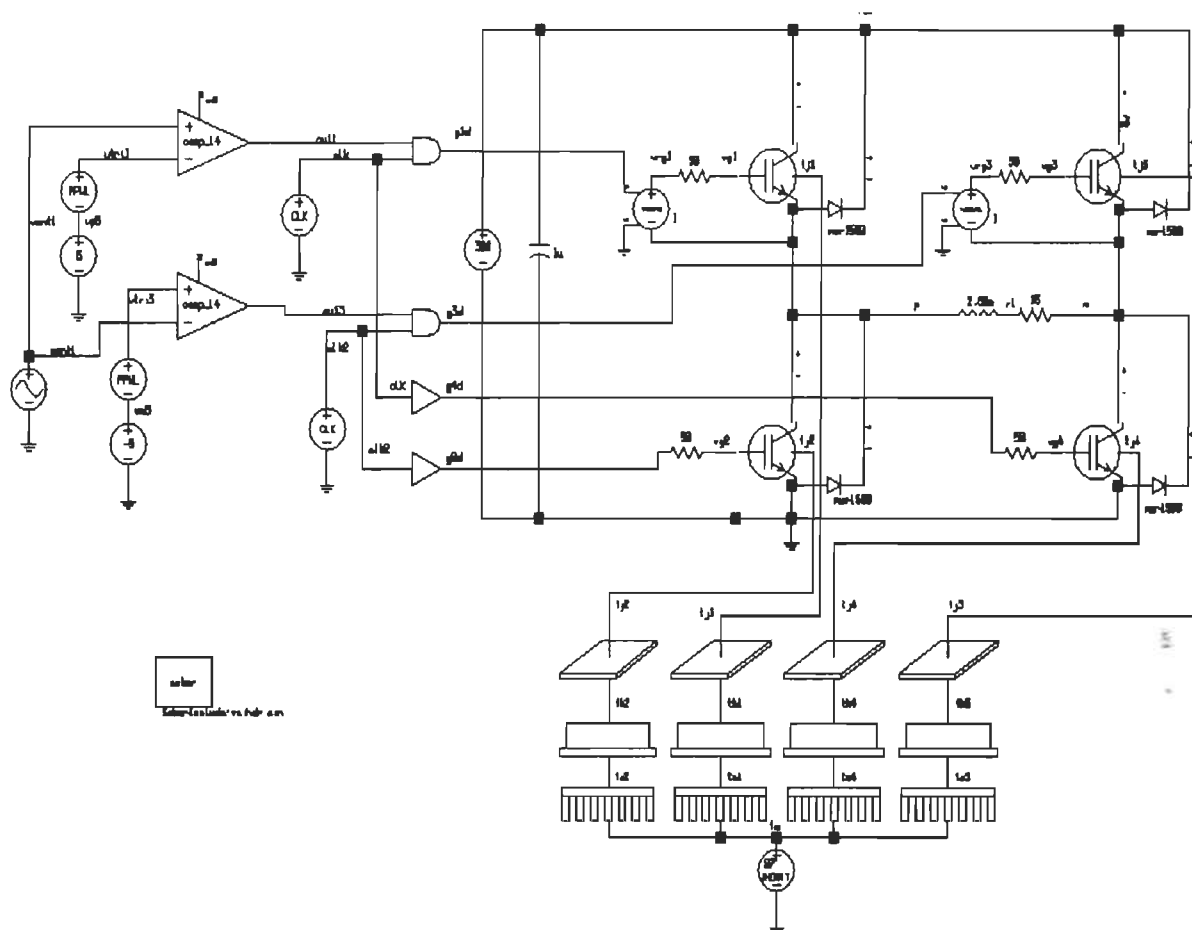


Figure 5.32 : Schéma général du réseau ( électrique + thermique )

\* Composants électroniques du montage

TO247

TTC1406

D : Mur 1560

C : 1 $\mu$ F

E : 300 V

Rc : 15  $\Omega$

L : 2.66 Mh

R : 50  $\Omega$

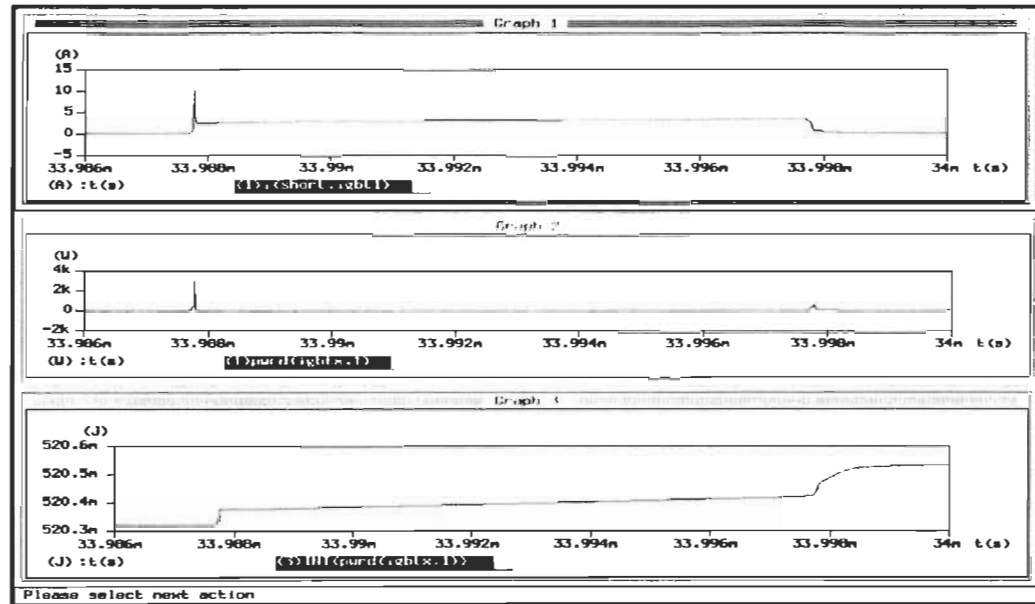


Figure 5.33 : - Courant du collecteur de l'IGBT

- Puissance dissipée au niveau de la jonction
- Énergie dissipée au niveau de la jonction  $E = \int P \cdot dt$

Pour une réponse en équilibre thermique, les caractéristiques électriques changent avec la température, le niveau moyen de l'énergie dissipé change quand la température dans le radiateur augmente. Ainsi, l'énergie dissipé moyenne est déterminée pour chaque composant.

Par conséquent, la valeur calculée (intégrée) de l'énergie dissipé durant chaque cycle de commutation, est utilisée comme source d'énergie à l'intérieur de chaque réseau thermique correspondant sans le réseau électrique (figure 5.32).

Ce processus d'itération est répété jusqu'à ce que l'énergie moyenne converge vers l'état d'équilibre. Il faut au moins 3 itérations pour déterminer l'énergie dissipée moyenne.



La figure 5.34 montre en premier lieu l'évolution du courant dans la charge pour une fréquence de 20KHz. Alors que le graphe 2 de cette figure montre trois courbes de température au niveau de la jonction, boîtier et radiateur.

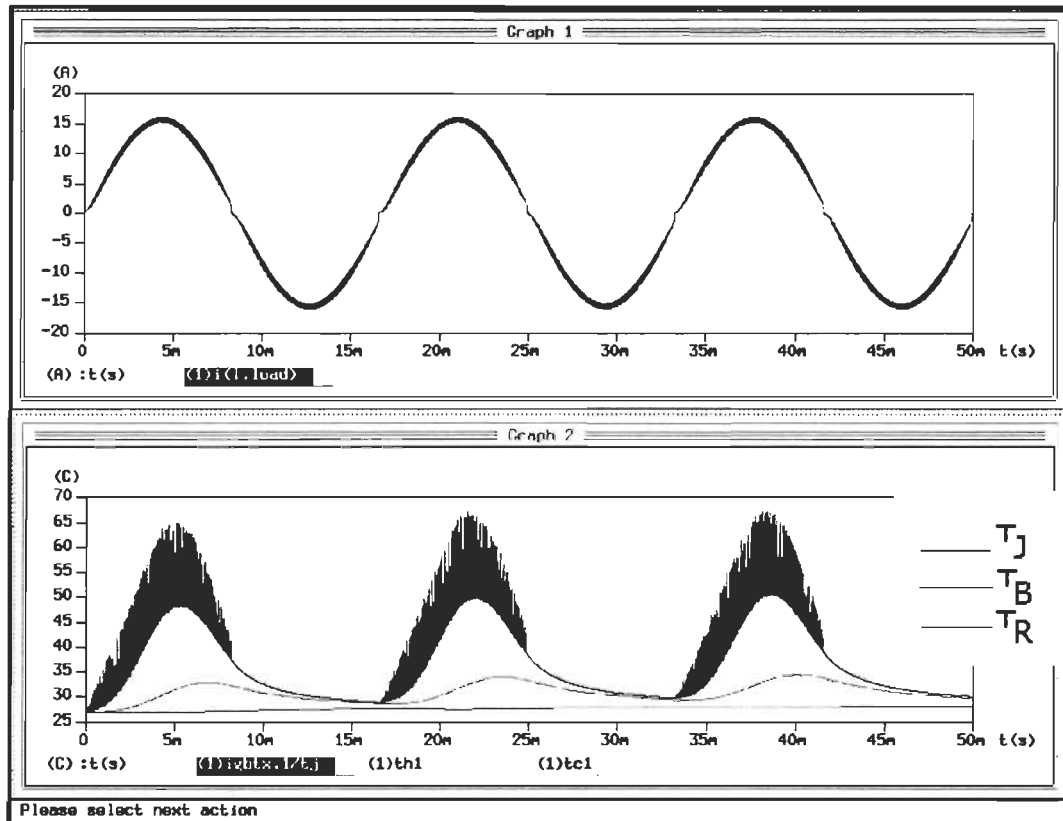


Figure 5.34 : - Évolution du courant dans la charge  
- Évolution de la température au niveau de la jonction, le boîtier et le radiateur à 20kHz pendant 3 cycles complets (60Hz).

## 5.8 Formulation des paramètres thermiques ( $R_{th}$ , $C_{th}$ , $Z_{th}$ )

Lors du fonctionnement, la jonction de l'IGBT dissipe une certaine puissance en fonctionnement :  $W = I_V + V_V$ , c'est le produit de l'intensité directe par la chute de tension. Ces deux paramètres sont donnés sur les caractéristiques du semi-conducteur, en plus le fabricant indique également la température ambiante maximale admissible en fonctionnement pour une température maximale de la jonction (généralement entre 120 °C et 150 °C selon les matériaux).

Dans les notices, on trouve également les valeurs de la résistance, la capacité et l'impédance thermique.

Ainsi, la température atteinte par la jonction limite essentiellement les caractéristiques de puissance d'un IGBT. Par conséquent, en régime transitoire la température de la jonction ne dépend pas directement de la puissance instantanée, mais de l'énergie ( $E = P.t_p$ ) fournie par une impulsion de durée  $t_p$ , ainsi que par les constantes de temps thermiques du système.

Donc, en régime impulsionnel, la puissance Crête peut excéder les limites correspondant au régime permanent, ce qui élargit l'aire de sécurité.

Mais puisque la dissipation de puissance n'est pas constante (figure 5.32) à ce moment, il y a lieu de tenir compte de la résistance et de la capacité thermique de la jonction du silicium donnant l'impédance thermique.

Pendant l'application de la puissance au niveau de la jonction, cette dernière s'échauffe et se refroidisse selon une loi exponentielle figure 5.8:

$$T = \left( A + B e^{\frac{t}{\tau}} \right) \tau = R_{th} \cdot C_{th}$$

$$t = 0 \quad \text{à} \quad A + B = 25^{\circ}\text{C}$$

$$t = \infty \quad \text{à} \quad A = 150^{\circ}\text{C}$$

$$T = (150 + 125 e^{-\frac{t}{\tau}})$$

Avec :

$T$  : variation générale de la température au niveau de la jonction

$\tau$  : constante du temps

$t$  : période de fonctionnement

#### - Formulation mathématique:

Pour faire l'analyse d'un problème thermique en régime transitoire, il faut procéder, à la résolution de l'équation générale de la conduction thermique [27].

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \dots\dots\dots(5.15)$$

Si on prend la géométrie de la figure est qui correspond à la géométrie de notre modèle, on peut faire l'analyse mathématique suivante :

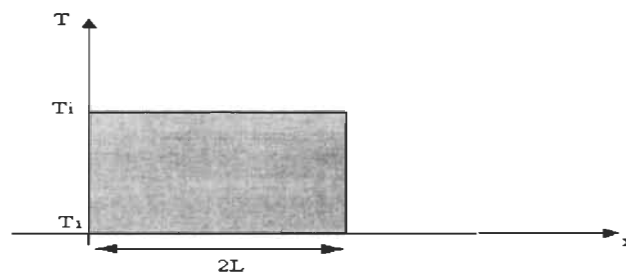


Figure 5.35 : Géométrie du modèle (figure 5.2) choisie pour l'analyse mathématique

Avec :  $T_i$  : température initiale

$$\text{À } t = 0 \quad T = T_i$$

Si on introduit la variable :  $\theta = T - T_i$

L'équation (C5.10) devient :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \dots\dots\dots (5.16)$$

et comme conditions initiales et aux limites :

$$\theta = \theta_i = T_i - T_i \quad \text{à } \tau = 0, 0 < x < 2L \quad (a)$$

$$\theta = 0 \quad \text{à } x = 0, \tau > 0 \quad (b)$$

$$\theta = 0 \quad \text{à } x = 2L, \tau > 0 \quad (c)$$

Ainsi, la variable  $\theta$  sera fonction de deux fonctions ou bien variables  $X$  et  $H$ .

De ce fait on aura :  $\theta(x, \tau) = X(s).H(\tau)$  qu'est le produit de deux équations différentielles

$$\begin{aligned} \frac{d^2 X}{dx^2} + \lambda^2 X &= 0 \\ \frac{dH}{d\tau} + \alpha \lambda^2 H &= 0 \end{aligned} \dots\dots\dots (5.17)$$

où :  $\lambda^2$  : constante de séparation

La résolution de ces deux équations différentielles conduit à la solution suivante :

$$\theta = (C_1 \cos \lambda x + C_2 \sin \lambda x) e^{-\lambda^2 \alpha \tau} \dots\dots\dots (5.18)$$

d'après les conditions initiale posée en (b).

$$C_1 = 0 \text{ pour } \tau > 0 \text{ car } C_2 \neq 0$$

Et d'après les conditions aux limites posée en (c)  $\sin 2L\lambda = 0$ , or  $\lambda = \frac{n\pi}{2L}$

$n = 1, 2, 3, \dots$

ce qui donne une solution sous forme d'une série :

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cdot e^{-\left(\frac{n\pi}{2L}\right)^2 \alpha \tau} \dots \dots \dots (5.19)$$

L'équation (C5.14) est connue sous le nom de la série de Fourier aux constantes  $C_n$  déterminée par les conditions initiales à partir de la détermination des constantes  $C_n$  :

$$C_n = \frac{1}{L} \int_0^{2L} \theta_i \sin \frac{n\pi x}{2L} dx = \frac{4}{n\pi} \theta_i \quad n=1, 2, 3, \dots \dots \dots$$

de ce fait, la solution de la série finale :

$$\frac{\theta}{\theta_i} = \frac{T - T_1}{T_i - T_1} = \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} e^{-\left[\frac{n\pi}{2L}\right]^2 \alpha \tau} \sin \frac{n\pi x}{2L} \quad n=1, 2, 3, \dots \dots \dots$$

#### - détermination des paramètres thermiques:

Si on prend notre modèle d'IGBT implanté dans l'environnement NISA, l'énergie évacuée par la moyenne de convection entre deux niveaux de température est illustrée dans le figure 5.36:

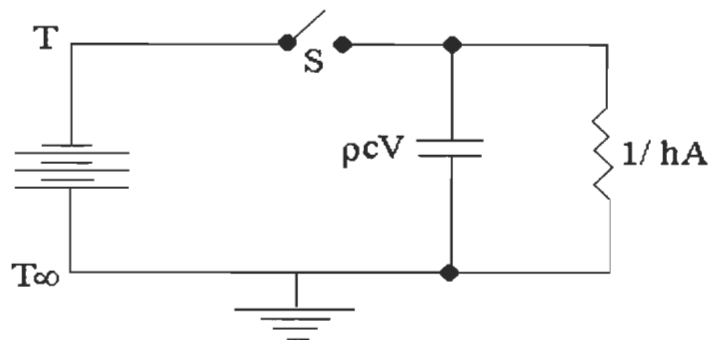


Figure 5.36 : Schéma thermique équivalent au niveau de la jonction d'IGBT.

Avec :

A : surface du milieu de convection  $\mu.cm^2$

V : son volume  $\mu.cm^3$

h : coefficient de convection  $w/cm^2.^{\circ}C$

En effet, le figure 5.34 illustre le schéma équivalent de la jonction, qui est considéré comme l'équivalence d'un circuit RC composé d'une capacité thermique en parallèle avec une résistance thermique, dont l'équation

mathématique est la suivante :

$$q = hA(T - T_{\infty}) = -\rho c V \frac{dT}{d\tau}$$

Ainsi, lorsque l'interrupteur S est fermé, la capacité thermique  $C_{nth} = \rho_n c V$  est chargée jusqu'au potentiel  $T_o$ , et commencera à évacuer cette énergie thermique stocké lors de la fermeture, qui sera a son tour dissipé à travers la résistance thermique  $R_{nth} = \frac{1}{h_n A}$ .

Donc l'analogie entre un système électrique et un système thermique est très apparente. Ainsi, le système thermique emmagasine de l'énergie alors que le système électrique emmagasine l'énergie dans la charge électrique.

Par conséquent, l'énergie dans le système thermique se dissipe sous forme de flux de chaleur et dans le système électrique en courant électrique.

Puisque les conditions initiales sont :  $T = T_o$  à  $\tau = 0$ .

La solution de l'équation de l'énergie évacué est :

$$\frac{T_{nJ \max} - T_{\infty}}{T_o - T_{\infty}} = e^{\left[ \frac{h_n A}{\rho_n c V} \right] \tau_n} \dots\dots\dots(5.20)$$

Par analogie entre le système électrique et le système thermique, on trouve le rapport suivant:

$$\frac{h_n A}{\rho_n c V} = \frac{1}{R_{nth} \cdot C_{nth}} \dots\dots\dots (5.21)$$

n : 1, 2, 3, .....

avec :  $R_{nth} = \frac{1}{h_n A}$  résistance thermique (qui correspond à  $R_e$  : résistance électrique)

$C_{nth} = \rho_n c V$  capacité thermique (qui correspond à  $C_e$  : capacité électrique)

ce qui donne la constante du temps :  $\tau_n = \frac{\rho_n c V}{h_n A} = R_{nth} \cdot C_{nth}$  n : 1, 2, 3, .....

- Calcul de la constante du temps au niveau de la jonction

Au niveau de la jonction de l'IGBT, nous allons utiliser un seul circuit thermique équivalent représentant cette jonction ( n = 1 ).

$$C : 7.029 \text{ E}+02 \frac{J}{Kg.^{\circ}C}$$

$$\rho : 2.33 \frac{Kg}{cm^3}$$

$$h : 0.7 \text{ E}-04 \frac{W}{cm.^{\circ}C}$$

$$A : (4\pi(0.8)^2 \text{ E}+02) \mu m^2$$

$$V : \frac{4\pi}{3} (0.8)^3 \mu m^3$$

$$f : 20 \text{ kHz}$$

$$T_o : 25 ^{\circ}C$$

$$T_{\infty} : 150 ^{\circ}C$$

d'après la formule (C5.16)

On aura :

$$\log \left( \frac{T_{J_{\max}} - T_{\infty}}{T_o - T_{\infty}} \right) = - \left[ \frac{\rho c V}{h A} \right] \tau$$

$$\tau = - \left[ \frac{\rho c V}{h A} \right] \log \left( \frac{T_{J \max} - T_{\infty}}{T_O - T_{\infty}} \right)$$

Le tableau V montre les valeurs des constantes de temps thermique pour 3 cycles de commutation

	1 <sup>er</sup> Cycle	2 <sup>eme</sup> Cycle	3 <sup>eme</sup> Cycle
	$T_{1J \max}$	$T_{2J \max}$	$T_{3J \max}$
	46 °C	54 °C	64 °C
$\tau \text{ (ns)} = R_{th} \cdot C_{th}$	1.2	1.7	2.5

Tableau 5.5 : constante de temps pendant chaque cycle thermique

Ainsi, la constante de temps thermique de la jonction varie, avec la température. Cela, nous amène à définir la notion d'impédance thermique en régime dynamique.

#### - Impédance thermique:

Dans le cas où la dissipation n'est pas constante il y a lieu de tenir compte de la capacité thermique de la jonction du cristal, du boîtier et du refroidisseur, donnant l'impédance thermique ( $Z_{th}$ ).

Pendant l'application de la puissance, la jonction s'échauffe selon une loi exponentielle, la variation de la température de la jonction est déterminée en multipliant la résistance thermique par le coefficient N qui dépend de la durée de l'impulsion  $t_p$  :

$$N = \frac{Z_{thj}}{R_{thj}} \dots\dots\dots (5.22)$$



l'expression de la variation de température pour le composant est :

$$T_j - T_{fb} = P_D \cdot N \cdot R_{thj}$$

$$N = \frac{T_j - T_{fb}}{P_D - R_{thj}} \dots\dots\dots(5.23)$$

$$Z_{th} = \frac{T - T_f}{P_D} \dots\dots\dots(5.24)$$

D'après [27], si on tient compte de l'impédance thermique, il faut satisfaire

la condition suivante :  $\frac{h\left(\frac{V}{A}\right)}{K} \leq 0.1$

Si on a des impulsions non répétitives, l'intégrale thermique de l'énergie dissipé par le convertisseur ne dépasse pas la température limite de la jonction.

Dans la plupart des cas , il suffit d'insérer entre l'IGBT et la source une résistance dynamique de l'IGBT .

Cette dernière peut être estimée à l'aide de la courbe  $I = V(f)$ , c'est donc cette résistance et non l'IGBT qui aura à évacuer la majeure partie de l'énergie mise en jeu.

Alors que, pour des impulsions répétitives dans notre cas, il faut tenir compte dans le choix du composant qui est caractérisé par son courant moyen pour une demi-sinusoïde , et aussi les pertes par conduction sont estimées :

$P = f(I \text{ moyen})$  données dans les notices ou par la formule:

$$P_{cond} = E_O I_O + R_d I_{eff}^2 \dots\dots\dots(5.25)$$

$E_O$  : tension de seuil

$R_d$  : résistance dynamique

$I_o$  : courant moyen

$I_{eff}$  : courant efficace

Par la suite on effectue le calcul en fonction de l'angle de conduction. D'un autre côté, on suppose qu'une surcharge ne peut être qu'accidentelle et ne peut survenir qu'un nombre limite de fois dans la vie du composant en commutation.

Si jamais cette surcharge dépasse les normes présentées dans les notices, le composant peut perdre son pouvoir de blocage inverse et par conséquent, il ne doit pas subir de contrainte additionnelle avant le retour à l'équilibre thermique.

## Conclusion générale

Dans cette étude, nous avons mis en évidence l'intérêt qu'il y'a pour suivre l'évolution de la température de la jonction puisqu'il constitue le noyau de tout écoulement de chaleur vers les autres parties constituant du composant.

De ce fait, d'après les simulations effectuées dans NISA ( fig 5.9,5.10), on remarque que la production de la chaleur est localisée sur une petite région concentrée autour de la jonction (silicium) du semi-conducteur. L'énergie ainsi produite diffuse vers l'extérieur du composant (boîtier) ou la concentration en énergie est évacuée de plus en plus vers le milieu ambiant, et qu'est un comportement normal pour la dissipation de la chaleur dans n'importe quel composant électronique.

Par conséquent, nous avons développé un modèle thermique basé sur la constante thermique équivalente de la jonction. Le modèle constitue une alternative intéressante pour la comparaison de nos résultats avec ceux figurant dans la littérature [Hefner].

Ainsi, les résultats importants obtenus sont :

- la simulation de l'évolution de la température au niveau de la jonction de l'IGBT, pendant une période bien précise (3 cycles 60Hz)
- la distribution spatiale de la température au niveau de la jonction.
- établissement d'un modèle mathématique pour le circuit thermique équivalent de la jonction.

Par ailleurs, les résultats que nous avons présentés, ne nous permettent pas de tirer des conclusions définitives, car les paramètres examinés jusqu'ici ne sont pas très nombreux par rapport à ceux qui influencent le transfert de

chaleur pendant l'analyse thermique en régime transitoire (impédance thermique).

Toute fois, il faut remarquer que les résultats obtenus même partiel, nous ont permis de faire la remarque suivant, c'est que la modélisation électrothermique du composant électronique peut avoir plusieurs objectifs que l'on peut classer selon l'échelle à laquelle on étudié le procédé:

- a- la connaissance de l'homogénéité de l'échange thermique au sein de l'ensemble du composant.
- b- La connaissance de la qualité du maillage des jonctions des différents couches constituant le composant.
- c- La répartition des vitesses d'écoulement thermique locales sur le modèle choisie
- d- L'évaluation locale des transferts thermiques sur le composant.

Par conséquent, il faut remarqué le contrôle thermique assure, à chaque composant électronique, et pendant toutes les phases de fonctionnement, un environnement thermique permettant son fonctionnement nominal.

Ainsi, le bon fonctionnement d'un équipement électronique dépend de sa température et de ses variations. De ce fait, la régulation de sa température est primordiale pour sa survie, à ce sujet, on devra assurer que la température reste dans des gammes bien définies.

- niveau de température
- stabilité temporelle de température
- gradient maximum de température.

Il faut donc poursuivre l'étude, car nous pensons que la voie des essais dans les conditions réelles va donner des résultats plus réaliste. De ce fait, le développement d'un modèle compact dynamique basé sur l'impédance thermique sera possible.

Cependant nous pensons qu'une meilleure connaissance des matériaux et de tous les phénomènes qui surgissent pendant les cycles de traitement thermique, nous permettra d'avoir une idée claire sur le comportement de la dynamique thermique des composants électronique dans les hautes fréquences, en vue de l'établissement d'un modèle compact en régime dynamique.

## Bibliographie

- [1] Kraus, R; Mattausch, H J, "Status and Trends of Power Semiconductor Device Models for Circuit Simulation" , IEEE Transactions on Power Electronics, 1998, v.13, n.3, p.452, 14p.
- [2] Matsuo Hirofumi, Iida Katsuji, Kurokawa Fujio, Harada Kouichi, "New Soft-Commutated PWM Inverter with ac Current Transformer", Electronics and Communications in Japan - Part 1 - Communications, 1998, v.81, n.12, p.20, 8p.
- [3] Nooshabadi, S; Visweswaran, G S; Hagchoudhuri, D , "A MOS transistor thermal sub-circuit for the SPICE circuit simulator", Microelectronics Journal, 1998, v.29, n.4, p.229, 6p.
- [4] Filicori, F; Bianco, C Guarino Lo, "A Simplified Thermal Analysis Approach for Power Transistor Rating in PWM-Controlled DC/AC Converters", IEEE Transactions on Circuits and Systems - Part I - Fundamental Theory and Applications, 1998, v.45, n.5, p.557, 10p.
- [5] Szekely, V, "THERMODEL: A tool for compact dynamic thermal model generation", Microelectronics Journal, 1998, v.29, n.4, p.257, 12p.
- [6] Szekely, V, "A new evaluation method of thermal transient measurement results", Microelectronics Journal, 1997, v.28, n.3, p.277, 16p.
- [7] Brodsky, J S; Fox, R M; Zweidinger, D T; Veeraraghavan, S, "A Physics-Based, Dynamic Thermal Impedance Model for SOI MOSFET's", IEEE Transactions on Electron Devices, 1997, v.44, n.6, p.957, 8p.
- [8] Zweidinger, D T; Fox, R M; Brodsky, J S; Jung, T; Lee, S-G, "Thermal Impedance Extraction for Bipolar Transistors", IEEE Transactions on Electron Devices, 1996, v.43, n.2, p.342, 5p.
- [9] O'Connor, D J; Scotney, B W, "Determination of equivalent thermal response parameters for evaluating the structural response of beams subjected to transient thermal environment", International Journal of Mathematical Education in Science and Technology, 1995, v.26, n.1, p.111, 20p.
- [10] Mitter, Chang Su; Hefner, Allen R; Chen, Dan Y; Lee, Fred C, "Power Electronics Devices and Components Committee: Insulated Gate Bipolar Transistor (IGBT) Modeling Using IG-Spice", IEEE Transactions on Industry Applications, 1994, v.30, n.1, p.24, 10p.
- [11] Hefner, A R; Blackburn, D L, "Thermal Component Models for Packaging and Manufacturing Technology" IEEE Trans. on Power Electronics - Part A, 1994, v.17, n.3, p.413, 12p.

- [12] Clemente, S, "Transient Thermal Response of Power Semiconductors to Short Power Pulses", IEEE Transactions on Power Electronics, 1993, v.8, n.4, p.337, 5p.
- [13] Hefner, A R; Blackburn, D L, "Simulating the Dynamic Electrothermal Behavior of Power Electronic Circuits and Systems", IEEE Trans. on Power Electronics, 1993, v.8, n.4, p.376, 10p.
- [14] Blackburn, D L, "An Electrical Technique for the Measurement of the Peak Junction Temperature of Power Transistors", 13 th Annual Proceedings Reliability Physics, '75, IEEE 75CH0931-6PHY, pp.142-145,1975.
- [15] H. Alan Mantooth, Allen R Hefner, "Electrothermal Simulation of an IGBT PWM Inverter", IEEE Trans, Power Electron, Vol 12, p. 474, May 1997.
- [16] Allen R Hefner, " A Dynamic Electro-thermal Model for ther IGBT", IEEE Trans Power, Vol.30,p.30, March/April 1994.
- [17] J.W.Sofia, "Analysis of Thermal Transient Data with Synthesized Dynamic Models for Semiconductor Devices", Proceedings of the tenth SEMI-THERM conference, pp 78-85, San José, USA (1994).
- [18] J.Kim and B.Kim "Geometrical Parameters and lateral channel doping profile extraction in a vertical IGBT by C-V measurements" Solide-stae Electronics Vol.42, No.11, pp. 2113-2116, 1998
- [19] P.Turkes, T.Sigg , " Electro-thermal simulation of power electronic systems". Microelectronics journal 29(1998) 785-790
- [20] F.Christiaens, B.Vandevelde, E.Beyne and J.Roggen " Evaluation of structural degradation in packaged semiconductor components using a transient thermal characterisation technique", Microelectron, Reliab., Vol.36, No. 11/12, pp. 1807 1810, 1996.
- [21] NISA II " user's manual " EMRC Michigan 1994.
- [22] "SABER User's Guide " . ANALOGY, Inc. 1987-93
- [23] International Rectifier " IGBT Designer's manual ".California 1994.
- [24] A.R. Brown, A. Senov, J.R. Barker, P. Waind, and D.E.Crees " Calibration of the Numérical Simulation in the Design of High Temperature IGBTs". Departement of Electronics and Electrical Enginnering. University of Glasgow. Scotland, UK. 08/1997.
- [25] Ahmed Lakhsasi " note de cours". GEI 6030. Conception assistée par ordinateur en électrothermie industrielle. Avril 1997. Chaire.UQTR. CRSNG
- [26] F. Kreith, " Transmission de la chaleur et thermodynamique ", Masson 1967.
- [27] J.P.Holman, " Heat transfert", seven edition, McGraw-Hill 1990.
- [28] Mohan undeland ROBBINS " Power electronics converters applications and design ". 2<sup>nd</sup> Edition. Wiley. 1995.

- [29] A. Napieralski, S. Tounsi, J.M. Dorkel, Ph. Leturcq, " Developing a true 3D transient thermal model for power components or hybrid power circuits ", EPE MADEP, pp.0.104-0.109, Firenze, September 1991.
- [30] J.M. Dorkel, A. Napieralski, Ph. Leturcq, J.J. Simon, R.Picault, " La méthode des coefficients d'influence: son application à l'identification des paramètres thermiques d'une technologie d'assemblage hybride ", 3<sup>ème</sup> colloque sur la thermique, l'énergie et l'environnement, Perros-Guirec, Trégastel, JUIN 1989.
- [31] Schaeffer, J-P. Ferrieux, L. PIERRET. " The steady state thermal behaviour of an IGBT module: 2D-FEM . simulation and influence of materials thermal conductivity and power injection mode". EPE journal, vol.1, No 1, pp.33-44, December 1992.
- [32] Ch. ZARDINI, F. RODES, G. DUCHAMP, " Simulations thermiques d'un assemblage hybride de puissance . Régimes stationnaire et instationnaire ", Journées Greco, Clamart, Avril 1988.
- [33] J.M. Dorkel, A. Napieralski, Ph. Leturcq, E.Monrani, R.Picault, J.J.Simon, " Conception thermique d'un commutateur hybride de puissance ", EPE 90, pp.109-114, toulouse, octobre 1990.
- [34] J.M. Dorkel, A. Napieralski, Ph.Leturcq, S,Tounsi, " Aide à la conception thermique d'un module interrupteur de puissance à transistors MOS. Mesure des coefficients d'influence thermique ", Rapport LAAS No 90075, Toulouse, Mars 1990.
- [35] Ch. Zardani, E. Woirgard, H. Huillet, " Simulation thermique des assemblages hybrides de puissance ", Journées GRECO CNRS, Bordeaux, MAI 1989.
- [36] E. Farjah, J.L Schanen, J.P. Ferrieux, " Power MOSFET modelling based on its behaviour ", IEEE-IMAC-TC1'93, pp.461-466, montreal, July 1994.
- [37] Sanchez J.L " Propriétés à l'état passant des transistors D MOS de puissance coplanaires ou verticaux ", Thèse de docteur ingénieur, INAS, Toulouse 1984.
- [38] M. Gharbi " La tenue en tension et le calibre en courant du transistor MOS vertical dans la gamme des moyennes tensions ( 350 à 1000 V) ". Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle, Toulouse 1987.
- [39] G. Tardivo " Le transistor D MOS vertical en amplification haute fréquence de puissance ". Thèse de docteur de 3<sup>ème</sup> cycle . Toulouse 1987.
- [40] M. Ramdani " Étude physique et simulation du comportement à l'ouverture des transistors bipolaires de puissance ". Thèse de docteur de l'université Paul Sébastien Toulouse 1989.
- [41] R. Gamet " Étude des différents procédés d'évacuation de la chaleur dégagée par de nouveaux composants d'électronique de puissance ". Mémoire d'ingénieur CNAM , Clermont- Ferrand, 1990.



- [42] A. Back " Étude d'un interrupteur statique à technologie I.G.B.T analyse du processus de commutation sur charge inductive. Mise en œuvre du composant ". Mémoire d'ingénieur CNAM, Clérment-Ferrand 1990.
- [43] R. Archamblaut, A.Jaafari and J.L Cocquerelle " Essessment of the performance of a rapid power electronic switch based on IGBT technology ". Transactions on scientific computing, 12 th IMACS. 6<sup>TH</sup> Volume 1989 PP. 265-272.
- [44] A. Sandali, R. Gamet, A. Jaafari " Évaluation des pertes dans un IGBT ". Électronique de puissance No 38 page 30 avril 1990.
- [45] Allen R. Hefner J.R D, L Blackburn " An analytical model for the steady-state and transient characteristics of the power IGBT " solid state electronics vol . 31. No 10 ,pp.1513-32. 1988.
- [46] A. Merlette, B.Reymond " Le COMFET, un thyristor qui s'ignore" électronique de puissance, no 16 ,1987.
- [47] A.Jaafari, J.L Coquerelle " Assessmen of the performance of rapid power electronic switch based on IGBT technology ". 12<sup>TH</sup> world congress on scientific computation . IMACS, vol, vol.V; p138. Paris 21 Juillet 1988.
- [48] J.P. Ferrieux, F. Forest, P. Lienart " The IGBT switching modes " EPE Aachen 1989.
- [49] Y. Sasada and S. Matsybayashi " New second generation IGBT ". PCIM.90. MUNICHEN 25-28 Juin 1990.
- [50] A. Sandali, R.Gamet, A. Jaafari. " Évaluation des pertes dans un IGBT ". Journée SEE,ENSIEG-LEG Grenoble ,22 septembre 1989.
- [51] P. Aloisi et C.E.Cordonnier " L'IGBT et ses alternatives " journée SEE. ENSIEG-LEG Grenoble, 22 septembre 1989.
- [52] J.P. Nougier " Méthodes de calcul numérique " Ed. Masson, 1987.
- [53] H. Mathieu " Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques " Ed MASSON.
- [54] S.Azzopardi, J-M-Thebaud, J-M-Vinassa et C.Zardini " Thermal resistance influence of a power hybrid assembly of the internal physical and behaviour of the IGBT ". 4eme Int Workshop. Polznan. Poland 12-14 june 1997
- [55] J.P. Ferrieux, F, Forest " Aimentation à découpage , convertisseurs à resonances : principe, modélisation, composants " ED. MASSON 1987.
- [56] Benhisseem Nacer Eddine " Modélisation des couplages électrothermiques dans les composants électronique " Mémoire de maitrise en électronique industrielle. Université du Quebec à Trois-Rivières. Septembre 1998

## **Annexe-1**

- Fichiers de simulation électrothermique sur NISA
- Cartes de contrôle de la simulation
- Programme sur Matlab pour tracer  $I f(V)$ , sans et avec T
- Rappel sur le dopage sur le dopage des semi-conducteur
- Programme sur Matlab implanté dans l'EPROM

## Programme NISA

Ce fichier contient les cartes de contrôle de la simulation du modèle, qui sont des cartes de commande, qui contiennent les paramètres de contrôle de l'exécution du programme

### - carte de 900hz

```

**** NISA file:  DISPLAY VERSION - 8.0.0  ****
** This NISA file is written out by DISPLAY-III FEA program
** All ** lines are comment cards except lines with
**_DISP3_:
** labels which have special meanings and retained in NISA
file
** for compatibility with DISP3 database. Pls do not modify
them
****
**EXECUTIVE data deck
ANALYSIS = THEAT
SOLV = FRON
FILE = 900hz
SAVE = 26
MASS FORMULATION = LUMPED
INITIAL = 25.00
*TITLE
modelisation de la dynamique thermique de 1 IGBT
*ELTYPE
    1, 102,      1
*NODES
    1,,, 0.00000E+00, 3.55000E+02, 0.00000E+00,      0
*ELEMENTS
    1,      1,      1,      1,      0
    1,      2,      6,      5
*MATHEAT
DENS,      1,  0,      0,2.968,,,,,0
KXX ,      1,  0,      0,.2259,,,,,0
*TIMEAMP
1,769,0
.0,.0,1.0,.02,2.0,.04,3.0,.06
*HEATCNTL, ID=      1
1,1,1,.001
*TIMEINTEG
0.5,.0,8000000.0,1.0,.0,.5,5
*ELHEATGEN
** ELHEATGEN SET =      1
    143, 5.00000E-04,,,      ,      1
*CONVBC
** CONVBC SET =      1
    325,,,1,-1,
    .700E-04, .250E+02

```

```
*STEPSIZE
1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0
1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.
*TEMPHISTORY
8,30,131,187,262,278,389,501,611
*TEMPOUT
30.0,10000.0,1.0
*ENDDATA
```

**- Carte de 5khz**

```

**EXECUTIVE data deck
ANALYSIS = THEAT
SOLV = FRON
FILE = 5khz
SAVE = 26
MASS FORMULATION = LUMPED
INITIAL = 25.00
*TITLE
modlisation de la dynamique thermique de 1 IGBT
*ELTYPE
    1, 102,      1
*NODES
    1,,, 0.00000E+00, 3.55000E+02, 0.00000E+00,      0
*ELEMENTS
    1,      1,      1,      1,      0
*MATHEAT
DENS,      1,  0,      0,2.968,,,,,0
KXX ,      1,  0,      0,.2259,,,,,0
*TIMEAMP
1,4801,0
.0,.0,1.0,.0006,2.0,.0012,3.0,.0018
4.0,.0024,5.0,.0030,6.0,.0036,7.0,.0042
8.0,.0048,9.0,.0052,10.0,.0058,11.0,.0064
*HEATCNTL, ID=      1
1,1,1,.001
*TIMEINTEG
0.5,.0,8000000.0,1.0,.0,.5,5
*ELHEATGEN
** ELHEATGEN SET =      1
    143, 80.00000E-04,,,      ,      1
    145, 80.00000E-04,,,      ,      1
*CONVBC
** CONVBC SET =      1
    325,,,1,-1,
    .700E-04, 26.50
*STEPSIZE
1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0
1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.
*TEMPHISTORY
8,30,131,187,262,278,389,501,611
*TEMPOUT
30.0,10000.0,1.0
*ENDDATA

```

**- Carte de 10khz**

```

**EXECUTIVE data deck
ANALYSIS = THEAT
SOLV = FRON
FILE = 10khz
SAVE = 26
MASS FORMULATION = LUMPED
INITIAL = 25.00
*TITLE
modlisation de la dynamique thermique de 1 IGBT
*ELTYPE
  1, 102,      1
*NODES
  1,,, 0.00000E+00, 3.55000E+02, 0.00000E+00,      0
  2,,, 0.00000E+00, 4.38333E+02, 0.00000E+00,      0
*ELEMENTS
  1,      1,      1,      1,      0
  1,      2,      6,      5,
*MATHEAT
DENS,      1,  0,      0,2.968,,,,,0
KYY ,      1,  0,      0,.2259,,,,,0
*TIMEAMP
1,4801,0
.0,.0,1.0,.0006,2.0,.0012,3.0,.0018
4.0,.0024,5.0,.0030,6.0,.0036,7.0,.0042
*HEATCNTL, ID=      1
1,1,1,.001
*TIMEINTEG
0.5,.0,8000000.0,1.0,.0,.5,5
*ELHEATGEN
** ELHEATGEN SET =      1
  143, 80.00000E-04,,,      ,      1
  145, 80.00000E-04,,,      ,      1
*CONVBC
** CONVBC SET =      1
  325,,,1,-1,
  .700E-04, 26.50
*STEPSIZE
1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0
1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.0,1.
*TEMPHISTORY
8,30,131,187,262,278,389,501,611
*TEMPOUT
30.0,10000.0,1.0
*ENDDATA

```

**- Carte de 20khz**

```

**EXECUTIVE data deck
ANALYSIS = THEAT
SOLV = FRON
FILE = 20khz
SAVE = 26
MASS FORMULATION = LUMPED
INITIAL = 25.00
*TITLE
modelisation de la dynamique thermique de 1 IGBT
*ELTYPE
    1, 102,      1
*NODES
    1,,, 0.00000E+00, 3.55000E+02, 0.00000E+00,      0

*ELEMENTS
    1,      1,      1,      1,      0
    1,      2,      6,      5,

*MATHEAT
DENS, 1, 0, 0.2968,,,,0
KYY ,      1, 0,      0, .2259,,,,,0
KZZ ,      1, 0,      0, .2259,,,,,0

*TIMEAMP
1,4801,0
.0,.0,1.0,.0002,2.0,.0004,3.0,.0006
4.0,.0008,5.0,.0010,6.0,.0012,7.0,.0014
*HEATCNTL, ID=      1
1,1,1,.001
*TIMEINTEG
0.5,.0,8000000.0,1.0,.0,.5,5
*ELHEATGEN
** ELHEATGEN SET =      1
    143, 80.00000E-04,,,      ,      1
    145, 80.00000E-04,,,      ,      1
*CONVBC
** CONVBC SET =      1
    325,,,1,-1,
    .700E-04, 26.50
*STEPSIZE
.0,1.0,1.0,1.0,70.0,900.0
60.0,300,9000
*TEMPHISTORY
8,30,131,187,262,278,389,501,611
*TEMPOUT
30.0,10000.0,1.0
*ENDDATA

```

## Cartes de contrôle de la simulation

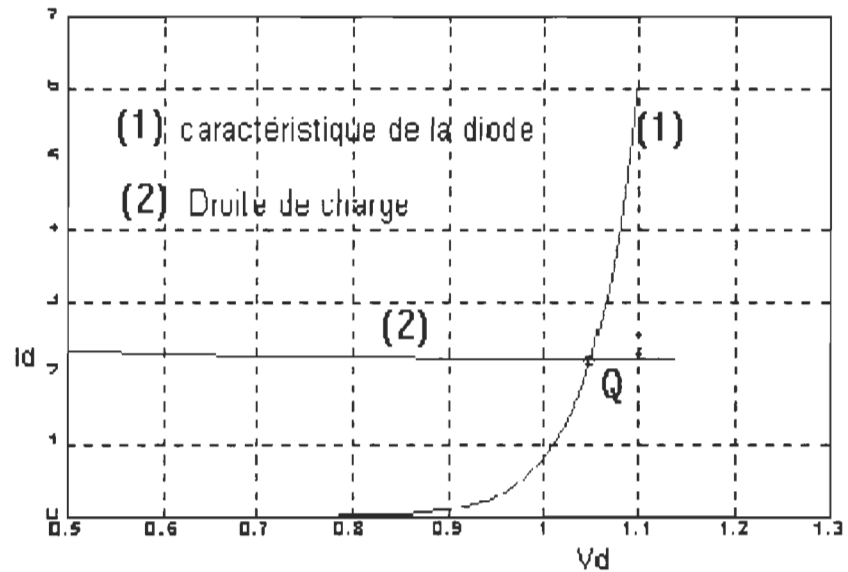
<b>ANAL=THEAT</b>	: type d'analyse transitoire
<b>SAVE=26</b>	: enregistrer les données de sortie dans un fichier de type 26 (binaire)
<b>FILE=SPHER4</b>	: nom du fichier de sortie
<b>INIT= 25.00</b>	: température initiale
<b>MASS=LUMPED</b>	: utilisée dans certain problèmes de transfert de chaleur, plus précisément, dans les problèmes uniforme de transfert de chaleur en régime transitoire. Ce type d'analyse est appelé ``lumped-heat-capacity-method``. Un volume différentielle est utilisé pour expliciter les équations de conduction de chaleur.
<b>TITLE</b>	: titre du graphique de sortie des résultats
<b>ELTYPE</b>	: type d'élément
<b>ELEMENT</b>	: liste des éléments avec leurs nœuds, faces et propriétés des matériaux
<b>NODES</b>	: liste des nœuds avec leur coordonnées
<b>MATHEAT</b>	: propriétés des matériaux
<b>TIMEAMP</b>	: amplitude du flux en fonction du temps
<b>HEATCNTL</b>	: contrôle type transfert de chaleur
<b>TIMEINTEG</b>	: temps et méthode d'intégration
<b>STEPSIZE</b>	: pas d'intégration
<b>TEMPHISTORY</b>	: évolution de la température
<b>PRINTCNTL</b>	: contrôle de la sortie des résultats
<b>TIMPOUT</b>	: sortie des résultats
<b>ENDDATA</b>	: entrée des données terminée



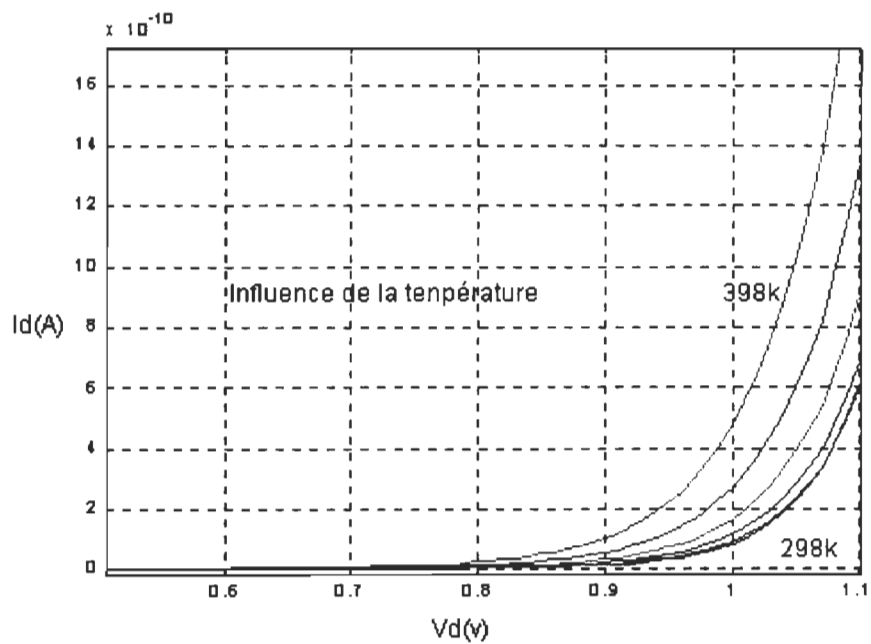
### Programme sur Matlab

```
% caracteristique courant tension et droite de
charge pour une diode
clear
k=1.380662*1e-23;
q=1.6021892*1e-19;
iso=1e-9;
teta=1.9;
tp=298;
vcc=12;
r=5;
i=0;

for v=.5:.01:1.1;
    i=i+1;
    id=iso*(2^((tp-298)/10))*(exp(v*q/(teta*k*tp))-
1);
    idi(i)=id;
    is=(vcc-v)/r;
    isi(i)=is;
end
v=.5:.01:1.1;
plot(v,idi,'r',v,isi,'b');grid
hold on
for v=1.1:-.00001:1;
    id=iso*(2^((tp-298)/10))*(exp(v*q/(teta*k*tp))-
1);
    is=(vcc-v)/r;
    if abs(is-id)<1e-4
        plot(v,is,'mo')
    else
        end
end
end
hold off
```



Caractéristique  $I = f(V)$ , avec droite de charge (point de fonctionnement).



Caractéristique  $I = f(V)$  avec influence de la température.

```
% Caractéristique Courant-Tension avec influence
de la température dans une diode
clear
k=1.380662*1e-23;
q=1.6021892*1e-19;
iso=1e-9;
teta=1.9;
vcc=12;
r=5;
j=0;
for tp=298:10:398;
    i=0;
    j=j+1;
    for v=.5:.01:1.1;
        i=i+1;
        id=iso*(2^((tp-
298)/10))*(exp)v*q/(teta*k*tp))-1);
        idi(j,i)=id;
        is=(vcc-v)/r;
    end
end
v=.5:.01:1.1;
plot(v,idi);grid
axis([0.5 1.1 0 5])
zoom
```

## - Rappel sur le dopage des semi-conducteurs:

un semi-conducteur est un corps dont la résistivité ( $\rho$  en  $\Omega.cm$ ) se classe entre celle des conducteurs ( $\rho =$  quelque  $\mu\Omega.cm$ ) et celle des isolants ( $\rho = 10^E+08$  à  $10^E+06$ ) à la température ordinaire.

la résistivité d'un conducteur croît avec la température selon une loi linéaire et dans de très faibles proportions.

la résistivité est l'inverse de la conductibilité. un corps est dit conducteur, lorsque sous l'effet d'un champ électrique les charges électroniques peuvent s'y déplacer.

en effet, dans un cristal semi-conducteur pur, non relié à un circuit extérieure, l'agitation thermique libère un certain nombre d'électron et, évidemment, autant de lacunes, pour une température donnée, un état d'équilibre << électrons-lacunes >> se forme et la résistivité ou la conductibilité du cristal ne varie pas. on dit alors que le cristal est intrinsèque, cela n'est vrai que si le cristal est parfaitement pur, c'est pourquoi, dans la pratique, on dit qu'un semi-conducteur non dopé est intrinsèque.

par conséquent une faible contamination d'un semi-conducteur modifie profondément sa résistivité qui diminue.

ainsi, les impuretés utilisées pour le dopage des semi-conducteurs sont, soit du groupe V, soit du groupe III.

Groupe V: donneur (n)

les principales impuretés utilisées sont : le phosphore (P), l'arsenic (As) et l'antimoine (Sb).

à la température ordinaire, l'énergie de vibration du réseau est suffisante pour ioniser tous les atomes de l'impureté. à ce moment la concentration en électron de la bande de conduction correspond à celle des atomes de l'impureté. c'est l'ionisation totale des atomes donneurs. on les appelle donneurs car ils fournissent un électron à la bande de conduction du semi-conducteur, ainsi on obtient un semi-conducteur du type n à conduction électronique.

Groupe III : accepteurs (p)

les principales impuretés utilisées sont : le Bore (B), l'aluminium (AL), le gallium (GA) et l'indium (In). ces impuretés possèdent un électron de moins que le semi-conducteur, on peut considérer qu'elles créent une lacune. ce trou peut être comblé relativement facilement avec une énergie d'ionisation d'environ 0.05 eV. en atomes de l'impureté, dits accepteurs.

en ionisation totale la concentration en lacunes dans la bande de valence est identique à la concentration en ions accepteurs dans le cristal. les ions

accepteurs sont représentés par des charges négatives légèrement au-dessus de la limite de la bande de valence.

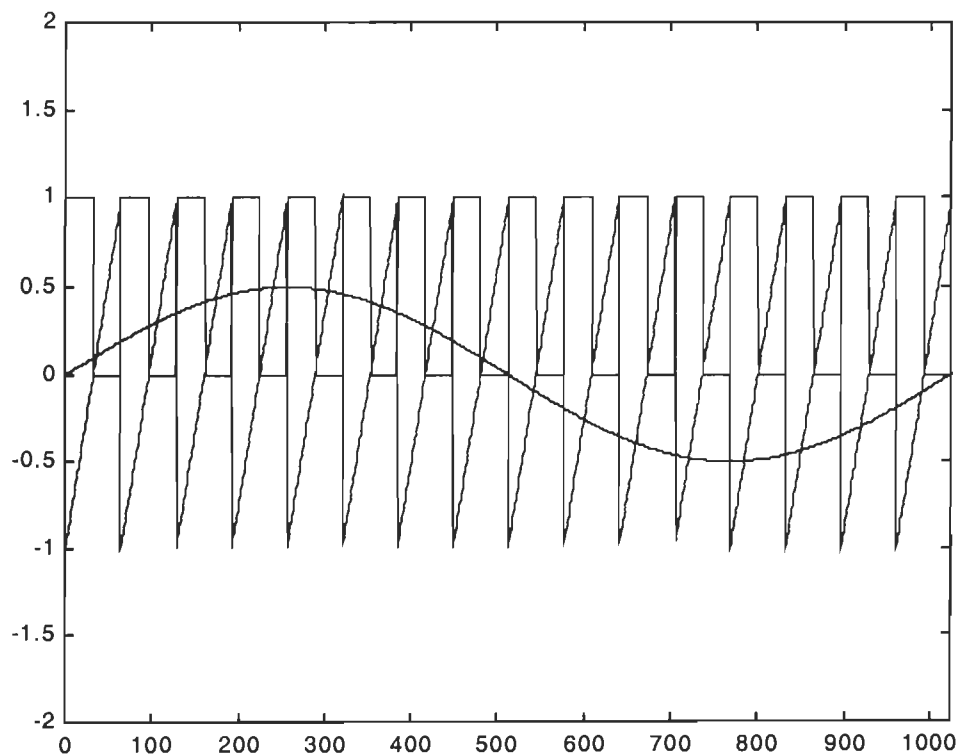
on obtient un semi-conducteur du type p à conduction lacunaire.

les porteurs majoritaires dans un cristal sont ceux qui correspondent au dopage (n ou p); ils sont en effet les plus nombreux.

les porteurs minoritaires sont les impuretés résiduelles dans le cristal dont la nature est inverse à celle du dopage.

### **PROGRAMME sur Matlab implanté dans l'EPROM**

```
yf(i)=yout(i,1)+yout(i,2)*2+yout(i,3)*4+yout(i,4)*
8+yout(i,5)*16+yout(i,6)*32;
fid=fopen('c:\users\harmri\Eprom.BIN','w');
for j=1:2^16;
    fprintf(fid,'%c',yf(j));
end
fclose(fid)
```



## **Annexe-2**

- Fiche technique :IXYS semi-conductors IGBT
- Wakefield Engineering (les radiateurs)
- Fiche technique : HARRIS semi-conductors

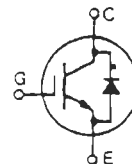
# HiPerFAST™ IGBT with Diode

IXGK 50N60AU1

Combi Pack

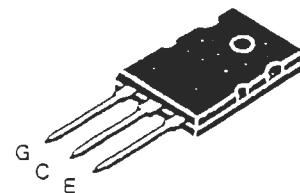
$$\begin{aligned} V_{CES} &= 600 \text{ V} \\ I_{C25} &= 75 \text{ A} \\ V_{CE(sat)} &= 2.7 \text{ V} \\ t_{fi} &= 275 \text{ ns} \end{aligned}$$

Advanced Technical Information



Symbol	Test Conditions	Maximum Ratings	
$V_{CES}$	$T_J = 25^\circ\text{C to } 150^\circ\text{C}$	600	V
$V_{CGR}$	$T_J = 25^\circ\text{C to } 150^\circ\text{C}; R_{GE} = 1 \text{ M}\Omega$	600	V
$V_{GES}$	Continuous	$\pm 20$	V
$V_{GEM}$	Transient	$\pm 30$	V
$I_{C25}$	$T_C = 25^\circ\text{C}$ , limited by leads	75	A
$I_{C90}$	$T_C = 90^\circ\text{C}$	50	A
$I_{CM}$	$T_C = 25^\circ\text{C}$ , 1 ms	200	A
SSOA (RBSOA)	$V_{GE} = 15 \text{ V}$ , $T_{vj} = 125^\circ\text{C}$ , $R_G = 2.7 \Omega$ Clamped inductive load, $L = 30 \mu\text{H}$	$I_{CM} = 100$ @ $0.8 V_{CES}$	A .
$P_C$	$T_C = 25^\circ\text{C}$	300	W
$T_J$		-55 ... +150	$^\circ\text{C}$
$T_{JM}$		150	$^\circ\text{C}$
$T_{stg}$		-55 ... +150	$^\circ\text{C}$
$M_1$	Mounting torque (M4)	0.9/6	Nm/lb.in.
Weight		10	g
Maximum lead temperature for soldering 1.6 mm (0.062 in.) from case for 10 s		300	$^\circ\text{C}$

TO-264 AA



G = Gate, C = Collector,  
E = Emitter, TAB = Collector

## Features

- International standard package JEDEC TO-264 AA
- High frequency IGBT and anti-parallel FRED in one package
- 2nd generation HDMOS™ process
- Low  $V_{CE(sat)}$ 
  - for minimum on-state conduction losses
- MOS Gate turn-on
  - drive simplicity
- Fast Recovery Epitaxial Diode (FRED)
  - soft recovery with low  $I_{RM}$

## Applications

- AC motor speed control
- DC servo and robot drives
- DC choppers
- Uninterruptible power supplies (UPS)
- Switch-mode and resonant-mode power supplies

## Advantages

- Space savings (two devices in one package)
- Easy to mount with 1 screw (isolated mounting screw hole)
- Reduces assembly time and cost
- High power density

Symbol	Test Conditions	Characteristic Values ( $T_J = 25^\circ\text{C}$ , unless otherwise specified)		
		min.	typ.	max.
$BV_{CES}$	$I_C = 3.25 \text{ mA}$ , $V_{GE} = 0 \text{ V}$	600		V
$V_{GE(th)}$	$I_C = 500 \mu\text{A}$ , $V_{CE} = V_{GE}$	2.5		5.5 V
$I_{CES}$	$V_{CE} = 0.8 \cdot V_{CES}$ $V_{GE} = 0 \text{ V}$			750 $\mu\text{A}$ 15 mA
$I_{GES}$	$V_{CE} = 0 \text{ V}$ , $V_{GE} = \pm 20 \text{ V}$			$\pm 100 \text{ nA}$
$V_{CE(sat)}$	$I_C = I_{C90}$ , $V_{GE} = 15 \text{ V}$			2.7 V

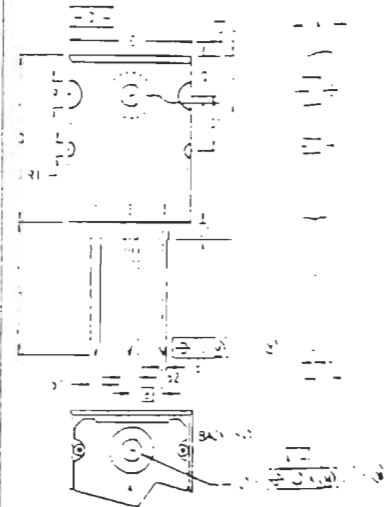
IXYS reserves the right to change limits, test conditions and dimensions.

Symbol	Test Conditions	Characteristic Values ( $T_J = 25^\circ\text{C}$ , unless otherwise specified)		
		min.	typ.	max.
$g_{fs}$	$I_C = I_{C90}, V_{GE} = 10\text{ V}$ Pulse test, $t \leq 300\text{ }\mu\text{s}$ , duty cycle $\leq 2\%$	25	35	S
$Q_i$			200	nC
$Q_{ge}$	$I_C = I_{C90}, V_{GE} = 15\text{ V}, V_{CE} = 0.5 V_{CES}$		50	nC
$Q_{gc}$			30	nC
$t_{d(on)}$	Inductive load, $T_J = 25^\circ\text{C}$		50	ns
$t_n$	$I_C = I_{C90}, V_{GE} = 15\text{ V}, L = 100\text{ }\mu\text{H}$ $V_{CE} = 0.8 V_{CES}, R_G = R_{on} = 2.7\text{ }\Omega$		210	ns
$t_{d(off)}$			200	ns
$t_n$	Remarks: Switching times may increase for $V_{GE}(\text{Clamp}) > 0.3 \cdot V_{CES}$ , higher $T_J$ or increased $R_G$		275	400 ns
$E_{on}$			4.8	mJ
$t_{d(on)}$			50	ns
$t_n$	Inductive load, $T_J = 125^\circ\text{C}$		240	ns
$E_{on}$	$I_C = I_{C90}, V_{GE} = 15\text{ V}, L = 100\text{ }\mu\text{H}$		3	mJ
$t_{d(off)}$	$V_{CE} = 0.8 V_{CES}, R_G = R_{on} = 2.7\text{ }\Omega$		280	ns
$t_n$	Remarks: Switching times may increase for $V_{GE}(\text{Clamp}) > 0.8 \cdot V_{CES}$ , higher $T_J$ or increased $R_G$		600	ns
$t_c$			800	ns
$E_{off}$			9.6	mJ
$R_{thJC}$				0.42 K/W
$R_{thCK}$			0.15	K/W

## Reverse Diode (FRED)

Symbol	Test Conditions	Characteristic Values ( $T_J = 25^\circ\text{C}$ , unless otherwise specified)		
		min.	typ.	max.
$V_F$	$I_C = I_{C90}, V_{GE} = 0\text{ V}$ Pulse test, $t \leq 300\text{ }\mu\text{s}$ , duty cycle $d \leq 2\%$			1.7 V
$I_{RM}$	$I_F = I_{C90}, V_{GE} = 0\text{ V}, -di_F/dt = 480\text{ A}/\mu\text{s}$		19	33 A
$t_{rr}$	$V_R = 360\text{ V}$ $I_F = 1\text{ A}; -di_F/dt = 200\text{ A}/\mu\text{s}; V_R = 30\text{ V}$		175	50 ns
$R_{thJC}$				0.75 K/W

## TO-264 AA Outline



SYM	INCHES		MILLIMETERS	
	MIN	MAX	MIN	MAX
A	.185	.209	4.70	5.31
A1	.102	.118	2.59	2.99
B	.037	.055	0.94	1.40
B1	.087	.102	2.21	2.59
B2	.110	.125	2.79	3.18
C	.017	.025	0.43	0.64
D	1.007	1.04	25.58	26.42
E	.760	.795	19.30	20.19
e		.215 BSC	5.46 BSC	
J	.000	.010	0.00	0.25
K	.000	.010	0.00	0.25
L	.779	.845	19.79	21.46
L1	.087	.102	2.21	2.59
ØP	.122	.136	3.10	3.45
Q	.240	.255	6.10	6.48
Q1	.330	.345	8.38	8.76
ØR	.155	.187	3.94	4.75
ØR1	.085	.093	2.16	2.38
S	.243	.253	6.17	6.43

1 - GATE  
2, 4 - DRAIN (COLLECTOR)  
3 - SOURCE (EMITTER)



Fig. 1. Saturation Characteristics

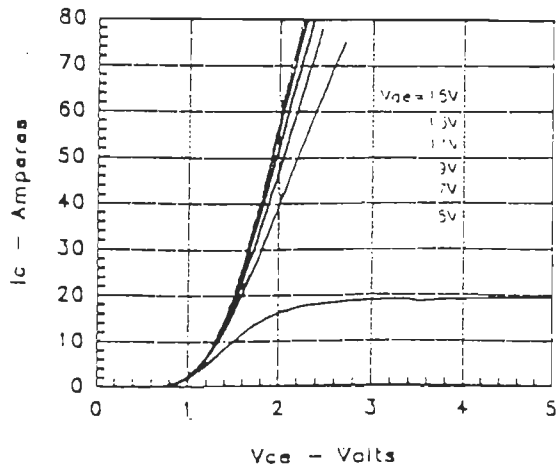


Fig. 2. Output Characteristics

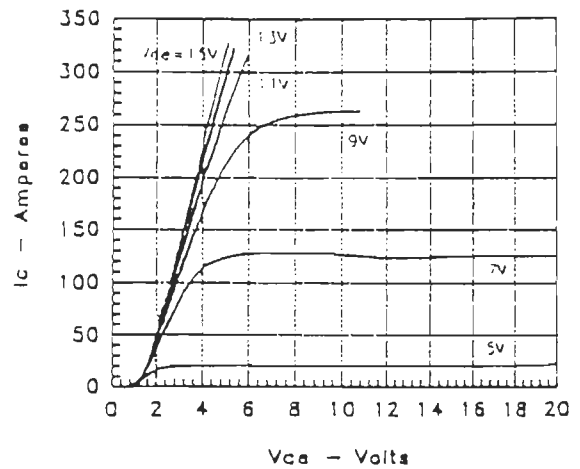


Fig. 3. Collector-Emitter Voltage vs. Gate-Emitter Voltage

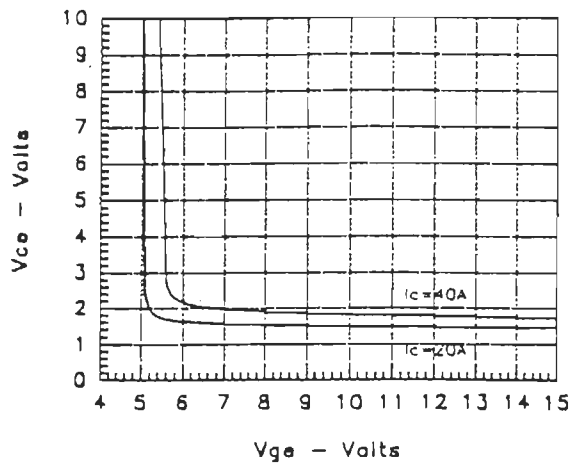


Fig. 4. Temperature Dependence of Output Saturation Voltage

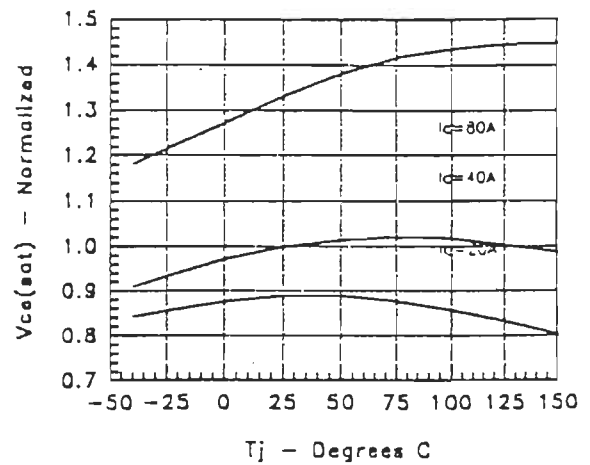


Fig. 5. Input Admittance

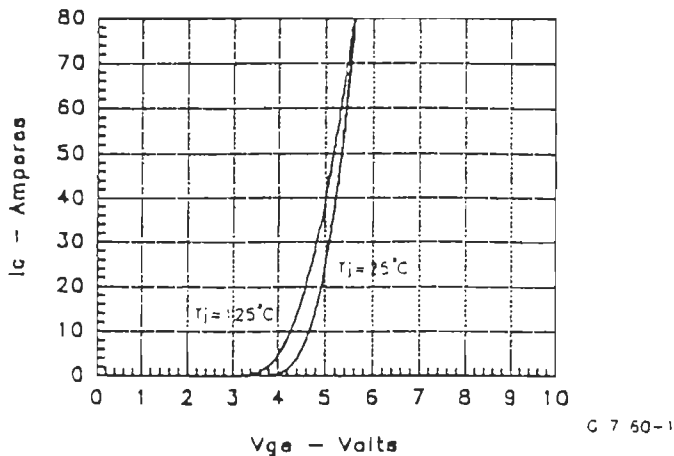


Fig. 6. Temperature Dependence of Breakdown Voltage and Threshold Voltage

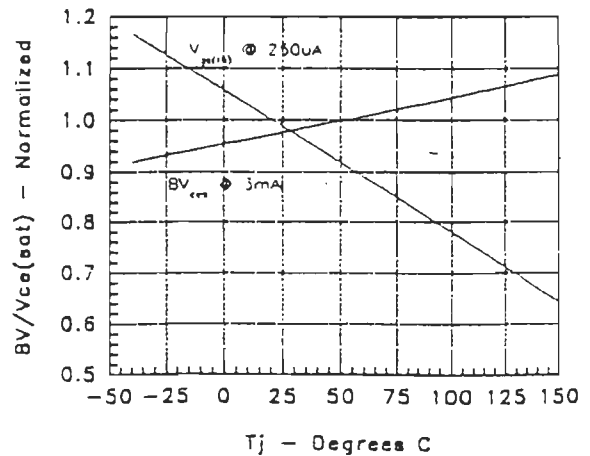


Fig. 7. Gate Charge Characteristic Curve

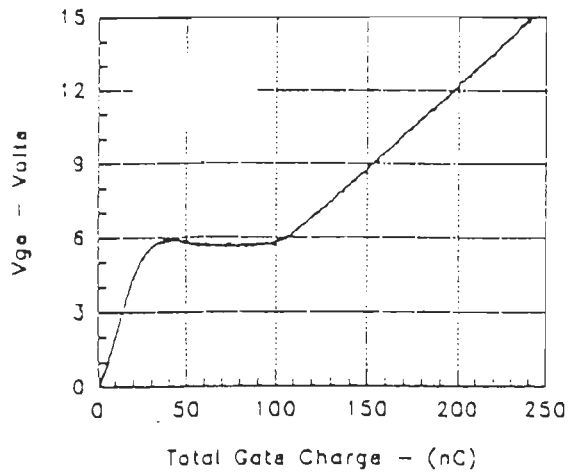


Fig. 8. Turn-Off Safe Operating Area

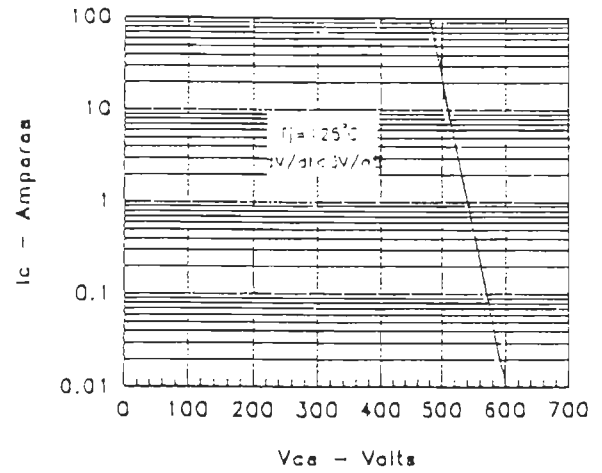


Fig. 9. Capacitance Curves

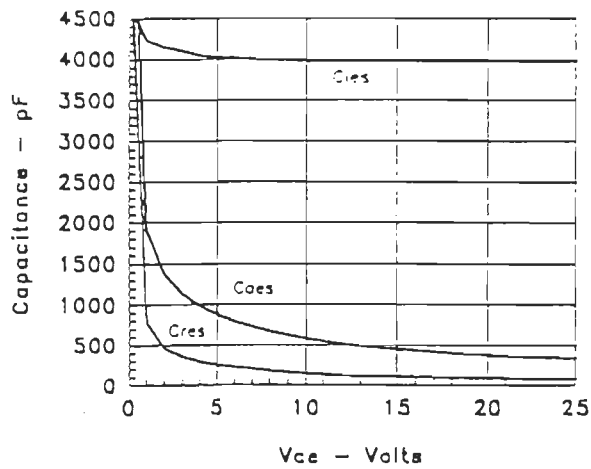


Fig. 10. Transient Thermal Impedance

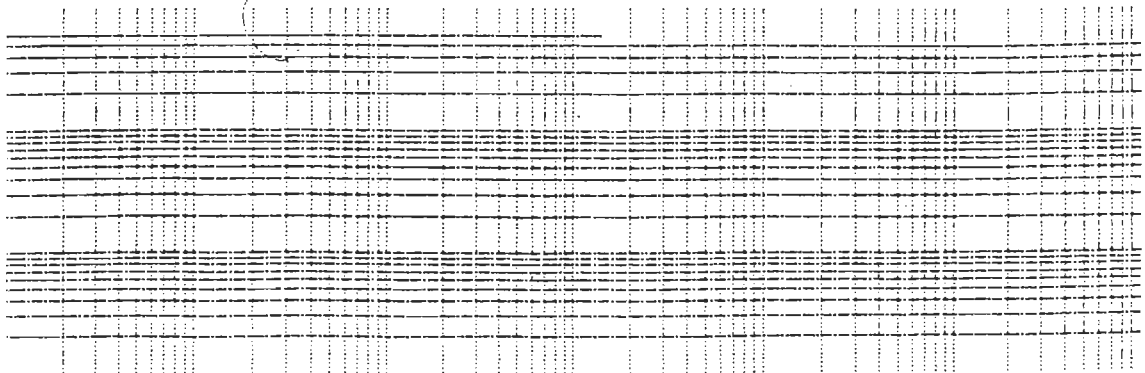


Fig. 12. Maximum Forward Voltage Drop

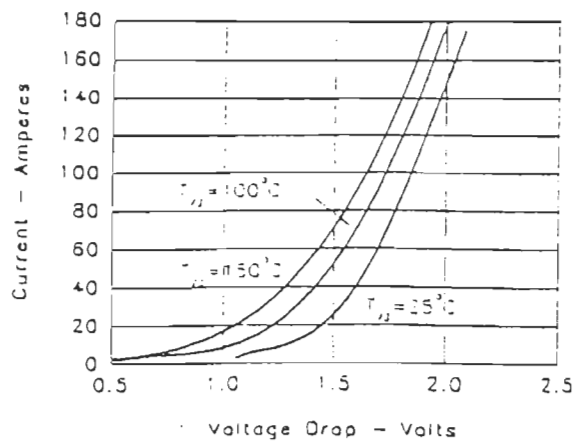


Fig. 13. Peak Forward Voltage  $V_{FR}$  and Forward Recovery Time  $t_{FR}$

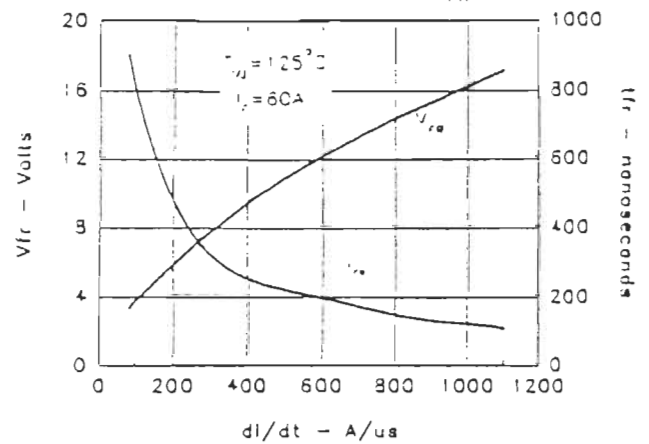


Fig. 14. Junction Temperature Dependence of  $I_{RM}$  and  $Q_R$

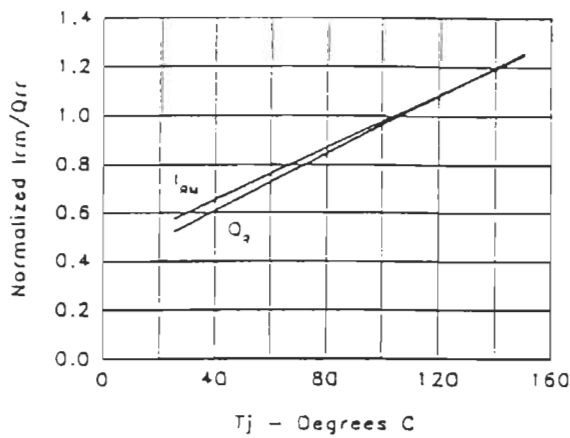


Fig. 15. Maximum Reverse Recovery Charge

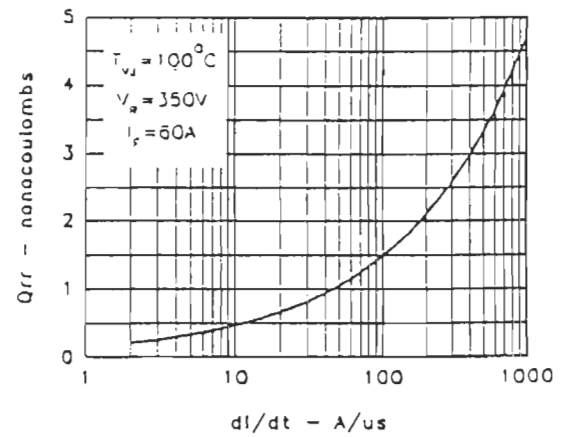


Figure 16. Peak Reverse Recovery Current.

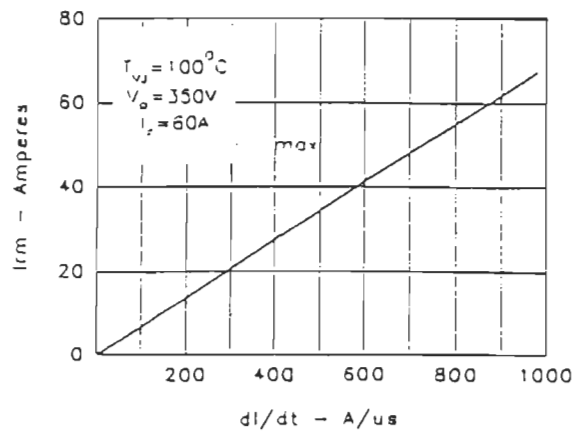
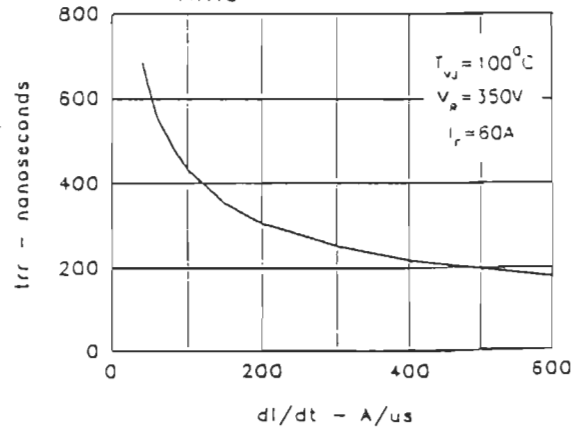


Fig. 17. Maximum Reverse Recovery Time



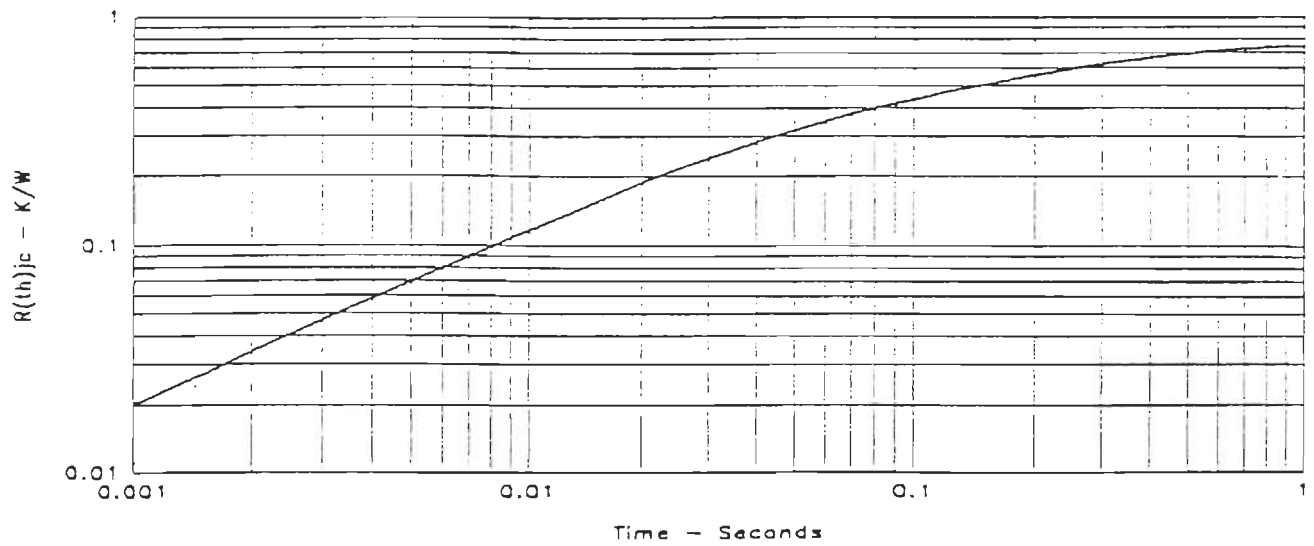


Fig. 18. Diode transient thermal resistance junction-to-case.

## Technical Discussion

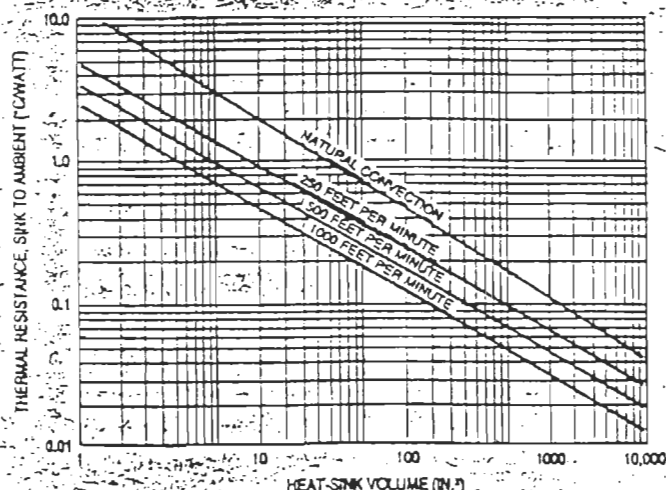
Before a heat sink is ordered, it is important to make sure that the optimum sink has been selected. In most instances, the best heat sink is not necessarily the largest or the most expensive, but rather the one that provides the best price/performance ratio and still meets the cooling requirement.

To help you make the correct selection, we have provided definitions of the most common terms used.

1. **Heat Sink:** A heat dissipator that operates as a result of the temperature difference and thermal resistances between the heat source (semiconductor) and the ambient air.
2. **Function of Heat Sinks:** To increase the surface area available for heat transfer from the semiconductor, thus lowering the temperature of the component case and junction.
3. **Thermal Resistance:**  $\theta$  (theta) is a measure of the ability of a device or interface to enhance or impede the flow of heat. It is a function of temperature difference and power dissipation. The common units are degrees C per watt ( $^{\circ}\text{C/W}$ ).
4. **Natural Convection:** When the movement of ambient air over, around, or through a heat sink is induced by temperature differences and buoyancy effects alone.
5. **Forced Convection:** When the movement of air is induced by mechanical means (typically a fan or blower).
6. **Heat-Sink Performance:** The amount of heat that can be removed with a specified temperature difference between the heat sink and the air. It is most often characterized by thermal resistance, i.e., the lower the thermal resistance, the better the performance. The only way heat-sink performance can be improved is by increasing the physical size of the heat sink (i.e., changing surface area) or by moving more air across the sink (i.e., changing from natural convection to forced convection).

The figure below illustrates the heat-sink volume required for a range of thermal resistances, for both natural and forced-convection applications. Typically, to reduce the thermal resistance by 50 percent, the heat-sink volume must be approximately quadrupled.

**THERMAL RESISTANCE VS. HEAT SINK VOLUME**



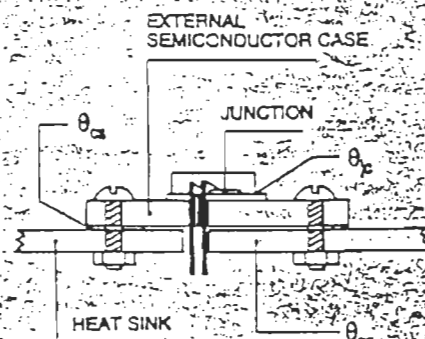
The selection of a heat sink requires knowledge of:

- (1) The available volume of space to be occupied;
- (2) The maximum allowable device junction temperature;
- (3) The power dissipated by the device;
- (4) The device configuration (package size, orientation);
- (5) Ambient conditions (temperature, air velocity).

The function of a heat sink is to protect the semiconductor from the heat it produces as a by-product of its normal operation. If not removed, this heat will cause the semiconductor to exceed its safe operating temperature. In this circumstance, semiconductor performance, life, and reliability are tremendously reduced. The objective is to hold the junction temperature below the temperature allowed by the product reliability criteria.

Junction temperature is a function of the sum of the thermal resistances between the junction and the ambient air, the amount of heat being dissipated, and the ambient air temperature.

The figure below is a simplified drawing of a semiconductor mounted on a heat sink. Three thermal resistances are readily identified:



The total resistance,  $\theta_{ja}$ , is the sum of these individual resistances:

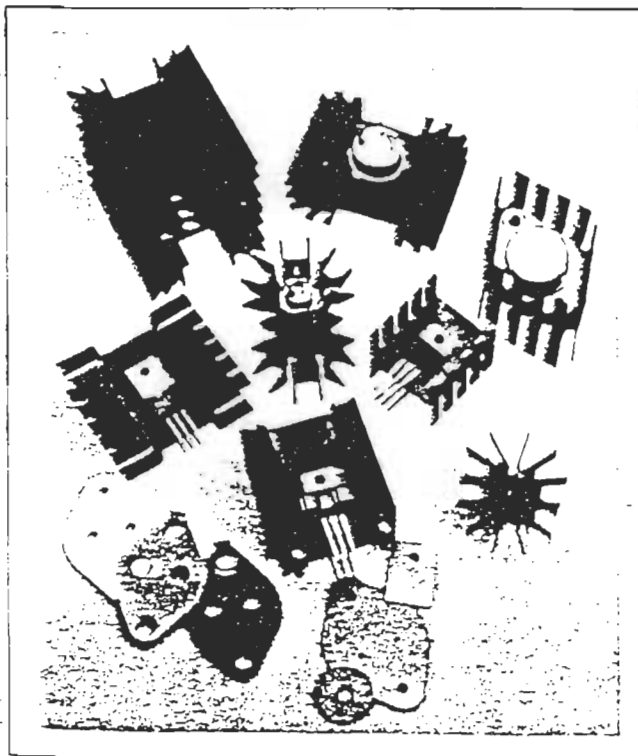
$$\theta_{ja} = \theta_{jc} + \theta_{cs} + \theta_{sa} \quad \text{(Equation 1)}$$

1. **Thermal resistance from junction to case.** This resistance is designated  $\theta_{jc}$  and is expressed in  $^{\circ}\text{C/watt}$ . This resistance is a function of design and manufacturing methods and is specified by the manufacturer for each semiconductor device.
2. **Thermal resistance from case to heat sink.** This interface resistance is designated  $\theta_{cs}$  and is expressed  $^{\circ}\text{C/watt}$ . It is a variable which can be minimized by the use of Wakefield Engineering DeltaPads™ or the application of a thermal grease or paste such as the Wakefield Series 120 or 126 Thermal Joint Compounds. These compounds and pads reduce the high thermal impedance of the air gap between the case and the sink.
3. **Thermal resistance from sink to ambient.** This resistance is designated  $\theta_{sa}$  and is also expressed in  $^{\circ}\text{C/watt}$ . This is the resistance used in the selection of the heat sink. The smaller this value is, the more power the device can dissipate without exceeding its junction-temperature limit. The thermal resistance from sink to

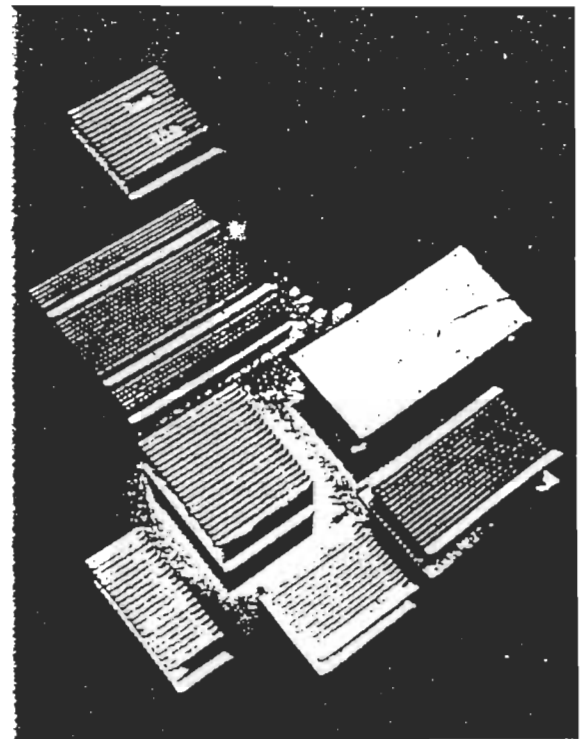
Thermal management is an important element of electronic product design. Reliable performance of these products is directly related to effectively controlling the component junction temperatures within specified limits. The maximum temperatures specified by the device manufacturers are derated by the design engineers to meet reliability criteria. Long component life may be achieved by designing the products with sufficient heat transfer components, materials, and features. Design engineers look for cost-effective ways to transfer heat from the dissipating components. The selection processes used to evaluate the thermal management components include consideration of such features as ease-of-assembly, reparability, and upgradability. A cost-effective thermal management solution must be a complete solution that takes all of these needs into account.

Many electronic components are available in a variety of packages—some of which are thermally enhanced. These packages offer improved thermal performance at the component level.

A variety of interface materials are available that span a wide range of cost, ease-of-use, and thermal performance. Typically, these materials enhance the flow of heat from the component case to the heat sink and can even provide electrical isolation when needed. With the advent of high-temperature acrylic adhesives, there are pressure-sensitive thermal tapes on the market that can eliminate fasteners in some applications. There are a variety of spring clips used to attach heat sinks to high-speed microprocessors and sockets to reduce assembly costs.



# Introduction to THERMAL MANAGEMENT



A complete thermal-management solution must include not only the component-level and interface-level thermal resistances, but also the heat sinks or other heat-transfer components used to transfer the dissipated heat to the cooling medium, typically ambient air or water.

To begin the heat-sink selection process, it is necessary to characterize the required performance. The temperature difference, sink to ambient, is the driving force that transfers the heat. The power dissipation divided by the available temperature difference ("delta T") gives a performance target in degrees-centigrade per watt ( $^{\circ}\text{C}/\text{W}$ ). This value, coupled with the ambient conditions (temperature and air velocity) is needed to guide the design engineer. The heat sink may be selected based on this calculated thermal-performance target while understanding the size of the component package and the space available for the heat sink.

## Technical Discussion (Cont.)

coefficient ( $h$ ) and the surface area ( $A$ ) of the heat sink as shown in the formula:

$$\theta_s = \frac{1}{hA} \quad (\text{Equation 2})$$

The heat-transfer coefficient,  $h$ , is a complex function and can be derived from a variety of empirical correlations for both natural and forced convection. To aid the user, we have provided graphs and examples based on theory and experience that should give reasonable accuracy in the selection process.

As this formula indicates,  $\theta_s$  is the reciprocal of the product of the heat transfer coefficient and the sink surface area. So, the value of  $\theta_s$  can be minimized by maximizing this product of  $h$  times  $A$ . Increasing the surface area will not always increase the product of  $h$  times  $A$ . In fact, if the added surface area (more fins) chokes the air flow, the  $h$  value can be decreased so much that the product of  $h$  times  $A$  is actually reduced, increasing the  $\theta_s$  value rather than decreasing it. Please consult our Applications Engineering Department for assistance in this area.

With a semiconductor mounted on a heat sink, the relationship between junction temperature rise above ambient temperature and power dissipation is given by

$$Q = \frac{T_j - T_a}{\theta_j + \theta_s + \theta_a} \quad (\text{Equation 3})$$

where

- $Q$  = power dissipated, watts
- $T_j$  = junction temperature, °C
- $T_a$  = ambient air temperature, °C
- $\theta_j$  = thermal resistance from junction to semiconductor case, °C/watt
- $\theta_s$  = thermal resistance from case to heat sink, °C/watt
- $\theta_a$  = thermal resistance from surface of heat sink to ambient air, °C/watt

In most applications, values for all these parameters are known or can be found except that for the maximum thermal resistance from heat sink surface to air,  $\theta_a$ . The value of this parameter then becomes the basis for sink selection.

Equation 3 is the basic equation and is correct for either natural or forced convection cooling. Data for heat sink selection with forced convection are generally presented in terms of  $\theta_a$ , but for natural convection, data are presented in terms of  $\Delta T_s$  (temperature difference between sink and air). This results in the following simplified form of Equation 3:

$$\Delta T_s = (T_j - T_a) - Q(\theta_j + \theta_s) \quad (\text{Equation 4})$$

It eliminates the requirement of multiplying  $\theta_a$  by  $Q$  to obtain the maximum allowable  $\Delta T_s$  and thus gives that parameter for direct comparison with data as presented on most natural convection graphs.

For example, assume a semiconductor with a TO-3 case must be operated so that its junction temperature will not exceed 125°C when it is dissipating 10 watts to ambient air at a temperature of 50°C. The value of  $\theta_j$  for this device established by the manufacturer is 1.5°C/watt and  $\theta_s$  is estimated to be 0.09°C/watt because Wakefield Series 120 Thermal Joint Compound is being used.

The thermal schematic of this example would look like this:

- Max. semiconductor junction temp. ( $T_j$ ) 125°C
- $\theta_j = 1.5^\circ\text{C/W}$
- Case Temp. ( $T_c$ )
- $\theta_s = 0.09^\circ\text{C/W}$
- Sink Temp. ( $T_s$ )
- $\theta_a = ?$
- Ambient air temp. ( $T_a$ ) 50°C

Solving Equation 3 above for the unknown value of  $\theta_a$  (thermal resistance from sink to air) produces the following equation:

$$\theta_a = \frac{T_j - T_a}{Q} - (\theta_j + \theta_s) \quad (\text{Equation 5})$$

Inserting known values into Equation 5 as follows:

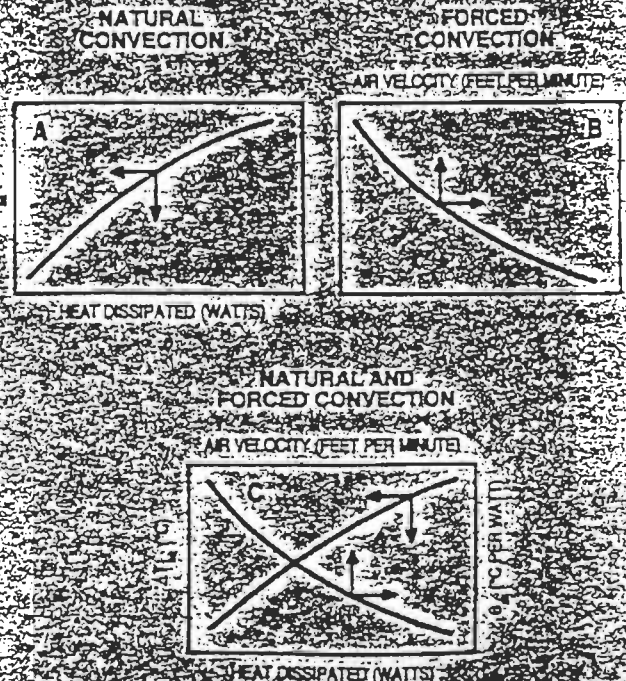
$$\theta_a = \frac{125 - 50}{10} - (1.5 + 0.09)$$

$$\theta_a = 5.9^\circ\text{C/watt}$$

This is the largest value of  $\theta_a$  that can be used. Heat sinks providing smaller values of  $\theta_a$  are also acceptable since the resulting junction temperatures will be less than the 125°C specified. With this value of  $\theta_a$  we could then proceed to the data presented for various heat sinks and locate one which will provide this performance.

The product data presented herein shows operating performance for both natural and forced convection.

Natural convection data is presented as Heat Sink Temperature Rise versus Heat Dissipated ( $\Delta T_s$  vs.  $Q$ ) as shown in Figure A. Forced convection data is presented as  $\theta_a$  versus velocity (Figure B). Figure C is a composite of Figures A and



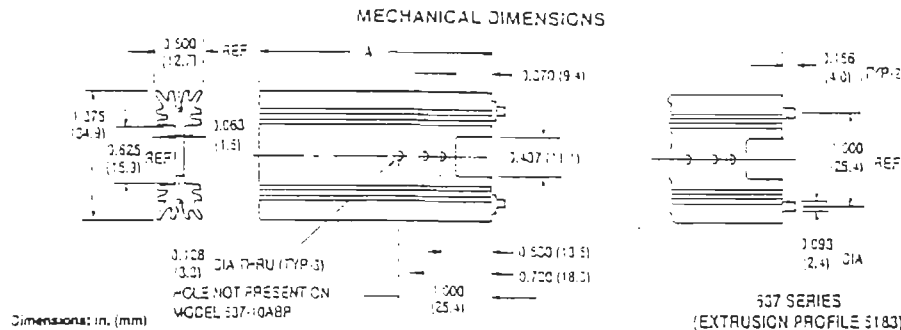
# BOARD LEVEL POWER SEMICONDUCTOR HEAT SINKS



## 537 SERIES High-Efficiency Heat Sinks for Vertical Board Mounting

Standard P/N	Height Above PC Board "A"	Maximum Footprint	Thermal Performance at Typical Load		Weight
			Natural Convection	Forced Convection	lbs (grams)
537-10ABP ▲	1,000 in. (25.4)	1.375 in. (34.9) x 0.500 (12.7)	76°C @ 6W	3.3°C/W @ 200 LFM	0.023 (10.43)
537-15ABP ▲	1,500 in. (38.1)	1.375 in. (34.9) x 0.500 (12.7)	55°C @ 6W	5.5°C/W @ 200 LFM	0.035 (15.38)
537-20ABP ▲	2,000 in. (50.3)	1.375 in. (34.9) x 0.500 (12.7)	55°C @ 5W	4.7°C/W @ 200 LFM	0.050 (22.58)
537-25ABP	2,500 in. (63.5)	1.375 in. (34.9) x 0.500 (12.7)	48°C @ 5W	4.2°C/W @ 200 LFM	0.062 (28.12)

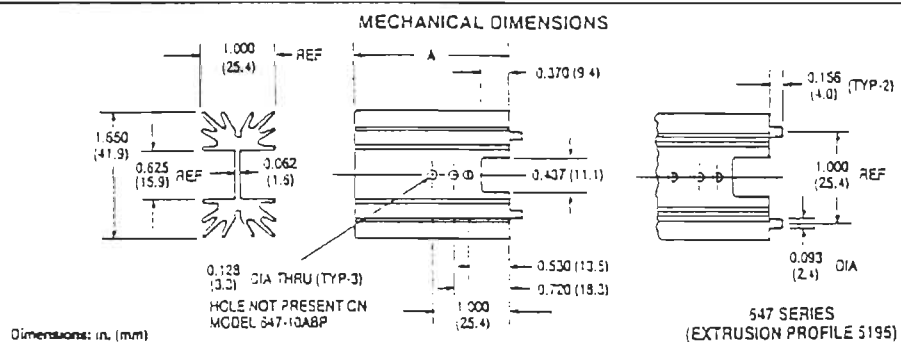
Wave-solderable pins on 1 in. centers for vertical mounting on printed circuit boards. Maximum semiconductor package width 0.625 in. (15.9). Use this heat sink where weight and board space occupied must be minimized. Refer to the Accessory Products section for DeltaPad™ thermal interface materials, 125 Series silicone-free thermal compounds, and other accessories products. Material: aluminum, black anodized.



## 647 SERIES High-Performance Heat Sinks for Vertical Board Mounting

Standard P/N	Height Above PC Board "A"	Maximum Footprint	Thermal Performance at Typical Load		Weight
			Natural Convection	Forced Convection	lbs (grams)
647-10ABP ▲	1,000 in. (25.4)	1.550 in. (41.9) x 1.000 (25.4)	42°C @ 6W	3.8°C/W @ 200 LFM	0.055 (24.95)
647-15ABP ▲	1,500 in. (38.1)	1.550 in. (41.9) x 1.000 (25.4)	37°C @ 6W	3.5°C/W @ 200 LFM	0.075 (34.02)
647-175ABP	1,750 in. (44.3)	1.550 in. (41.9) x 1.000 (25.4)	34°C @ 5W	3.3°C/W @ 200 LFM	0.090 (40.32)
647-20ABP ▲	2,000 in. (50.3)	1.550 in. (41.9) x 1.000 (25.4)	31°C @ 5W	3.1°C/W @ 200 LFM	0.104 (47.17)
647-25ABP	2,500 in. (63.5)	1.550 in. (41.9) x 1.000 (25.4)	25°C @ 6W	2.8°C/W @ 200 LFM	0.125 (56.70)

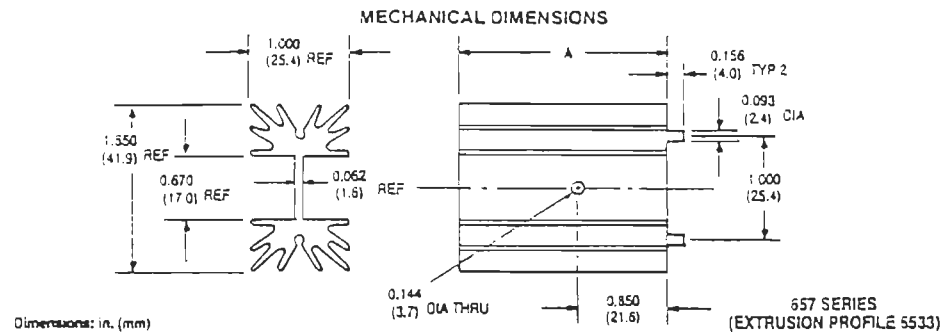
Wave-solderable pins on 1 in. centers for vertical mounting of larger devices on printed circuit boards. Maximum semiconductor package width: 0.625 (15.9). Refer to the Accessory Products section for thermal interface materials, 125 Series silicone-free thermal compounds, and other accessories products. Material: aluminum, black anodized.



## 657 SERIES High-Performance Heat Sinks for Vertical Board Mounting

Standard P/N	Height Above PC Board "A"	Maximum Footprint	Thermal Performance at Typical Load		Weight
			Natural Convection	Forced Convection	lbs (grams)
657-15ABP ▲	1,500 in. (38.1)	1.550 in. (41.9) x 1.000 in. (25.4)	38°C @ 6W	3.3°C/W @ 200 LFM	0.0760 (34.60)
657-20ABP	2,000 in. (50.8)	1.550 in. (41.9) x 1.000 in. (25.4)	32°C @ 6W	2.9°C/W @ 200 LFM	0.1030 (47.00)
657-25ABP	2,500 in. (63.5)	1.550 in. (41.9) x 1.000 in. (25.4)	25°C @ 6W	2.7°C/W @ 200 LFM	0.1250 (57.00)

Wave-solderable pins for secure PC board mounting for large plastic package power semiconductor packages. Maximum heat sink thermal performance is achieved with the 657 Series. Refer to the Accessory Products section for thermal interface materials and compounds to provide electrical isolation or reduced interface resistance. Material: aluminum, black anodized.



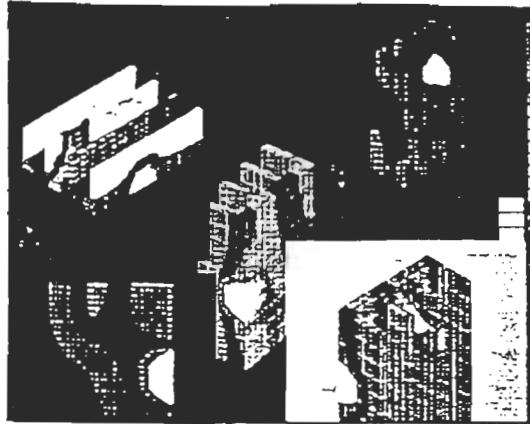


## DESIGN AND MANUFACTURING CAPABILITIES

### Design Capabilities

Our engineering departments are equipped with state-of-the-art hardware and software which allow us to perform complete heat transfer analyses both at the component and system levels. In developing accurate and cost-effective solutions for thermal management problems, design considerations include, at a minimum, air velocity and direction, heat sources, space considerations, environmental characteristics, and component and system temperature requirements. Design engineering equipment includes:

- Smartcam—Programming CNC machines
- Proprietary custom software for liquid cooled system designs
- SRAC's COSMOS/M—Finite element analysis software
- Hewlett-Packard/Apollo CAD systems and workstations
- H-P ME-30—Three-dimensional solids modeling software
- H-P ME-10—Mechanical engineering and documentation software
- Flomencs Flotherm™—Computational fluid dynamics analysis software



### Manufacturing Capabilities

#### Fabrication, Finishing, Assembly, and Marking

Wakefield Engineering operates two manufacturing facilities which are fully equipped with high volume, precision machining equipment in addition to assembly and finishing capabilities.

Concepts ranging from just-in-time (JIT) and statistical process control (SPC) to manufacturing work

cells and customer and vendor partnerships aid in providing high quality products. In-house tool rooms are fully equipped to fabricate dies and fixturing to support CNC machining centers as well as all other operations. Fabrication, finishing, assembly, and marking capabilities include:

#### Fabrication

- Tooling Design and Fabrication • Piercing
- CNC Machining and Cutting • Welding
- Precision Milling and Punching • Forming
- Drilling and Tapping

#### Finishing—Mechanical and Chemical

- |                             |                              |
|-----------------------------|------------------------------|
| <b>Mechanical Finishing</b> | <b>Chemical Finishing</b>    |
| • Graining                  | • Anodizing (Various colors) |
| • Sanding                   | • Chromating and Irnditing   |
| • Brushing                  | • Painting and Texturing     |
| • Tumbling                  | • Powder Coating             |

#### Assembly and Marking

- Hardware Insertion
- Stenciling
- Silkscreening
- Engraving
- Pad Transfer Printing

## STANDARD EXTRUSION DEFINITIONS

### Definition of Products



Figure 1  
Solid Extruded Shape



Figure 2  
Semi-Hollow Extruded Shape



Figure 3  
Class 1 Hollow Extruded Shape

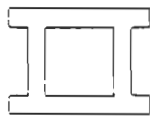


Figure 4  
Class 2 Hollow Extruded Shape

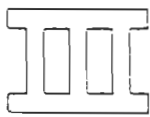


Figure 5  
Class 3 Hollow Extruded Shape

In determining the general configurations of desired shapes, note the several basic classifications—solids, semi-hollow, hollow, etc. These shapes are all producible, but for economic consideration, solid shapes are most economical with costs increasing for the hollow shapes for both metal and tooling.

Engineering and design personnel can be of assistance in redesigning, if needed, shapes which will fulfill the desired function, yet reduce overall costs. However, even the most intricate extruded shapes may often still be the most economic solution to meet your specific need.

### DEFINITIONS:

**Extrusion:** An extrusion is a product formed by pushing metal through a die.

**Extruded Shape:** An extruded shape is a wrought product that is long in relation to its cross-sectional dimensions and has a cross-section other than that of sheet, plate, rod, bar, tube, or wire.

**Solid Extruded Shape:** An extruded shape that cannot be classified as a hollow or a semi-hollow (Figure 1).

**Semi-Hollow Extruded Shape:** An extruded shape, a part of whose wall section partially forms a hollow in which the ratio of the area of the hollow to the square of the width of the gap is as follows (Figure 2):

Gap Width (In.)	Ratio	$\frac{\text{AREA OF THE VOID IN SQUARE INCHES}}{\text{SQUARE OF THE GAP IN INCHES}} = \text{RATIO}$
Less than 0.062	Over 2	
0.062 to 0.124	Over 3	
0.125 to 0.249	Over 4	
0.250 to 0.499	Over 5	
0.500 and greater	Over 6	

**Hollow Extruded Shape:** An extruded shape, a part of whose wall-section forms a complete hollow.

**Class 1 Hollow Extruded shape—**An extruded shape whose hollow is round and 1 inch or more in diameter, and whose shape is symmetrical about two or more equally spaced axes (Figure 3).

**Class 2 Hollow Extruded Shape—**An extruded shape other than Class 1, having a single hollow and not exceeding a 5-inch circumscribing circle diameter in size (Figure 4).

**Class 3 Hollow Extruded Shape—**An extruded shape other than Class 1 or Class 2 (Figure 5).

## PARALLEL OPERATION OF SEMICONDUCTOR SWITCHES

Sebald R. Korn, Consulting Applications Engineer

In uninterruptible power supplies demands for current handling capability to meet load current requirements plus margins for overload and reliability purposes often exceed the capability of the largest semiconductor device type considered and paralleling may become an attractive alternative. All switching power semiconductors starting with SCR's [1], bipolar transistors [2-4] darlington's [5] and field effect transistors [6-10], have been successfully paralleled, but proper precaution had to be taken. We will review some of these methods, describe the characteristics of the insulated gate transistors, and show the proper methods to operate this relatively new family of devices in parallel.

All semiconductor circuits using parallel connected devices to switch a higher load current can easily be analyzed by using Kirchhoff's law. As long as all voltage drops in the parallel branches are equal, the currents through the branches are equal.

This sounds sensible and logical, but as soon as we consider the different stages every switching device has to assume and we consider the parameters of each switching device which guarantees equal voltage drops in the branches over the required temperature range and over the duration of the switching cycle, complications begin to appear.

At first glance, each switching device has only two functional states, an "off-state" and an "on-state". But by closer examination, we have to consider how we get from "off" to "on" and back to "off", the "dynamic" area of the switching waveform (Figure 1). The dynamic area is only a fraction of the total waveform, but it is by far the most important when it comes to parallel operation.

In power electronics, there are three different load types; resistive, capacitive, and inductive. The resulting waveforms are sufficiently different to require either different switching devices or the circuit designer may have to change the switching circuit to meet the different requirements, especially when devices are operated in parallel.

### Off-State

The off-state is probably the least demanding state in parallel operation of semiconductor devices. As long as leakage current is low, even differences of more than 100% would not create any difficulties.

### On-State

The on-state is again a relatively uncritical and uneventful period (Figure 2). Most devices in switching applications are overdriven and differences in gain or transconductance do not translate into proportional output current.

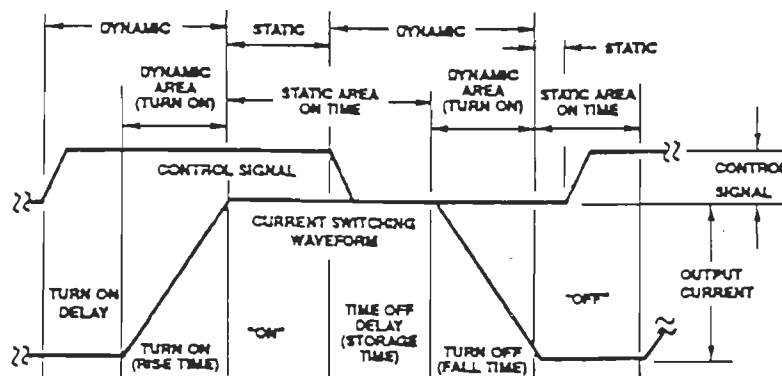


FIGURE 1. SWITCHING WAVEFORM DEFINITIONS.

## Application Note 9320

Even if a bipolar device takes a larger share of the total current, the rapid shut-off in gain and the increase in  $V_{CE(sat)}$  as it takes the higher share will prevent disaster. Thermal runaway in bipolar applications is not as frequent as we may believe [2-4].

For bipolar devices, the parameter having a clear negative temperature coefficient is  $V_{BE} - V_{CE(sat)}$ . On the other hand, can have positive or negative temperature coefficient depending on the device type (npn or pnp) and operating point.

The ease of paralleling of power FET's has been pointed out by many authors [6-9], and has been demonstrated in many applications, although each application requires analysis of both dynamic and static sharing.

Needless to say, it is desirable to have small turn-on delays for parallel operation. To reduce delays in  $t_{ON}$ , it is advisable to drive devices with fast rising control signals and use devices from the same mask design. The same device type number does not guarantee that they are made from the same mask design. Therefore, devices from different manufacturers should not be intermixed.

### Rise Time

Rise time is an interesting part of the switching waveform (Figure 4). The device operates in an analog domain, although for a very short time, but nevertheless, analog.

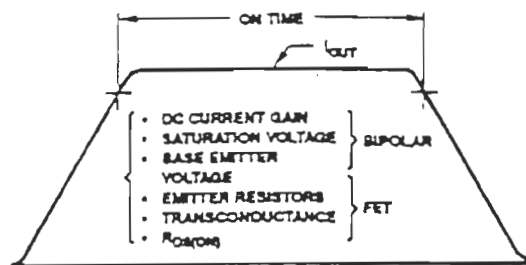


FIGURE 2. ON TIME OF SWITCHING WAVEFORM AND CONTROLLING PARAMETERS.

### Turn-On Delay Time

Turn-on delay time is the time from where the control signal is applied, reaches 10% amplitude, to the point where the switched current rises to the 10% amplitude (Figure 3).

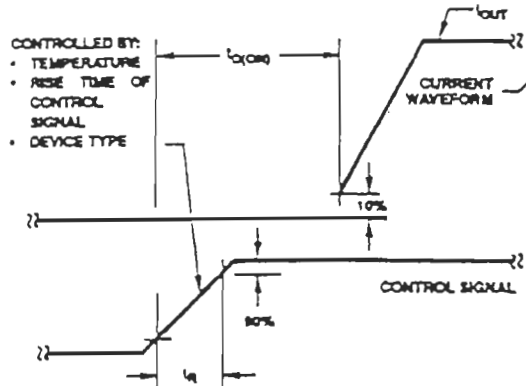


FIGURE 3. DEFINITION OF TURN-ON, DELAY TIME,  $T_{ON(10%)}$  AND CONTROLLING PARAMETERS.

Fortunately, differences in turn-on delay are relatively small. Although this delay is significant in large-area SCR's, but it is much less a problem with bipolars or power FET's. It is less important when switching inductive loads, but should be monitored when devices to be paralleled switch resistive load, discharge capacitor or have to carry the recovery current of a diode.

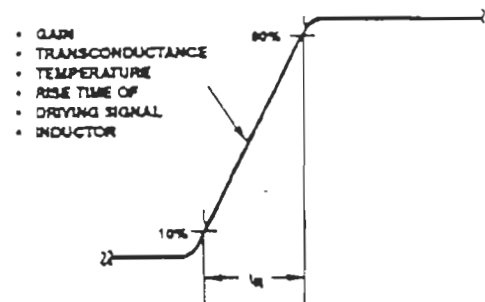


FIGURE 4. RISE TIME OF  $I_{OUT}$  WAVEFORMS AND PARAMETERS INFLUENCING IT.

Again, transconductance and junction temperature become important considerations, but junction temperature differences as a result of rise time differences are relatively small. Inductors inserted into the emitter lead on bipolars, source lead on FET's or cathode lead on diodes, can be extremely effective [3]. All differences in turn-on delay and rise time become visible at this part of the waveform. Differences which may exist, although small, require the evaluation of the forward biased safe operating area (FBSOA).

In most cases, transistors have almost rectangular FBSOA for the short durations they remain in the analog domain of the turn-on period. Problems seldom exist, but precautions should not be ignored either.

Note that the device with the shortest turn-on delay and the shortest rise-time will take most of the current. Most transistors have a negative temperature coefficient of input voltage and Miller effect feedback which can cause current hogging if power dissipation is high during turn on.

### Turn-Off Delay Time (Storage Time)

Turn-off delay time is the prelude to the most important part of the switching waveform, especially on bipolar devices (Figure 5). On bipolar devices, it is important to remove the stored charge as fast as possible, which may require more expensive drive circuitry. Especially on large power darlington, negative bias or Baker clamps result in significant reduction of storage time and improve parallel operations.

The transition time of the base current signal from positive to negative (non device) is important in the removal rate of the stored charge.

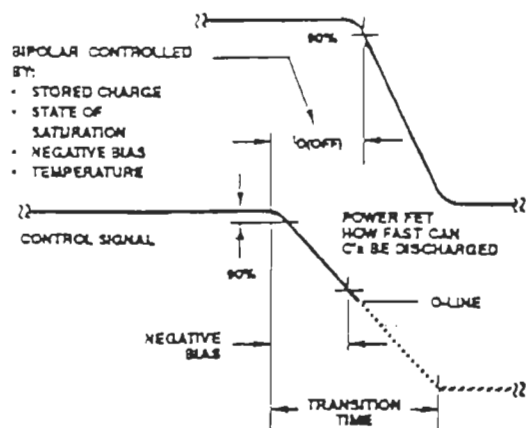


FIGURE 5. TURN-OFF WAVEFORM AND PARAMETERS INFLUENCING IT.

### Fall Time

Parameters which reduce storage time will also reduce fall time (Figure 6). For parallelized devices, differences in turn-off delay or storage time will have a noticeable effect on fall time.

When inductive loads are turned off, the reverse biased safe operating area (RBSOA) must be considered on bipolar devices. Hot spot formation [11] which results in sudden reduction of the  $V_{BE}$  and further increase in  $I_B$  could result in permanent damage.

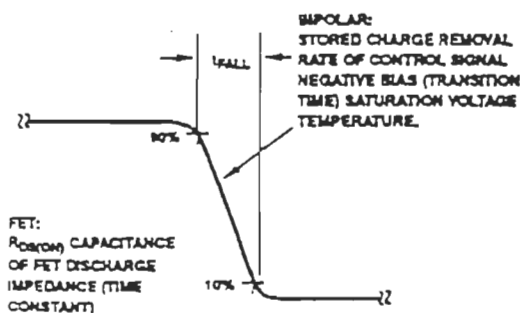


FIGURE 6. FALL TIME AND INFLUENCING PARAMETERS.

## The Insulated Gate Transistor

The insulated gate transistor (IGT™) combines the high input impedance, voltage controlled turn on/turn off capabilities of power MOSFETs and the low on-state conduction losses of bipolar transistors, making it an ideal device for many power electronics switching control applications.

## IGT Structure and Operation

The basic device structure is illustrated by the unit cell cross section of Figure 7. Like the MOSFET, the IGT consists of many individual cells connected in parallel. Processing of the IGT is similar to the vertical C-MOS technology used in MOSFETs. In the steady state, the n-channel IGT may be modeled as a bipolar pnp driven by an n-channel MOSFET. The MOSFET supplies base current to the pnp thus the MOSFET's gate voltage controls the total current.

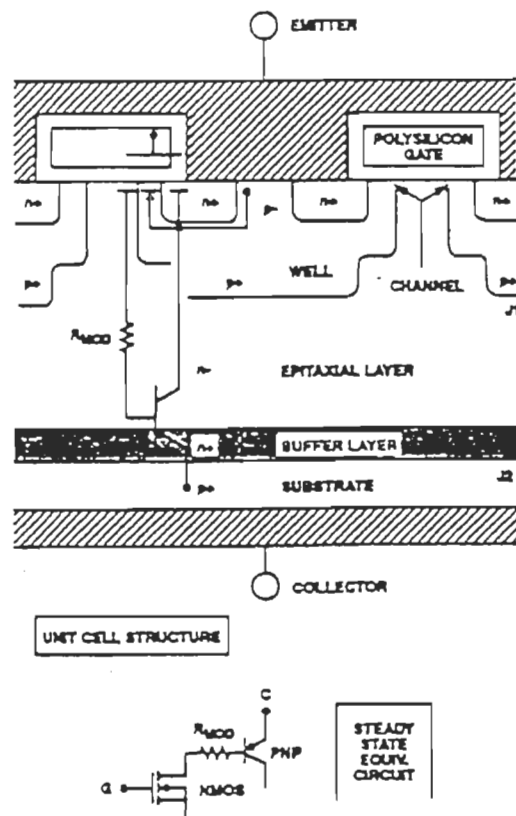


FIGURE 7. UNIT CELL CROSS SECTION AND STEADY STATE EQUIVALENT CIRCUIT OF IGT TRANSISTOR.

In normal operation, the emitter is grounded, the collector biased positive and with no gate-emitter voltage applied; J1 is reverse biased. The device is in the forward blocking mode. When a positive voltage is applied to the gate with respect to the emitter, an inversion channel is formed under the gate and MOSFET current flows from the n+ source region into the n-epi-layer to become the base current for the pnp. Junction J2 becomes forward biased and the device enters the conduction state. Holes are injected from the bot-

